LEHRBRIEFE FÜR DAS HOCHSCHULFERNSTUDIUM

Herausgegeben
von der Zentralstelle für das Hochschulfernstudium
des Ministeriums für Hoch- und Fachschulwesen

Analoge Schaltungen und Schaltkreise

6. LEHRBRIEF

1. veränderte Ausgabe

SINUSOSZILLATOREN UND NICHTLINEARE SCHALTUNGEN

02 1430 06 1

Analoge Schaltungen und Schaltkreise

6. Lehrbrief

1. veränderte Ausgabe

Sinusoszillatoren und nichtlineare Schaltungen

Verfaßt von

Dr.-Ing. habil. Walter N o w a k
Dozent an der Sektion Informationstechnik
der Technischen Universität Dresden

Dr.-Ing. Jürgen N ä s e r
Lektor an der Sektion Informationstechnik
der Technischen Universität Dresden

02 1430 06 1

Redaktionsschluß: März 1982

Bestell-Nr. 02 1430 06 1
Verfaßt für die Zentralstelle für das Hochschulfernstudium des Ministeriums für Hoch- und Fachschulwesen Dresden.
Herausgegeben im Auftrag des Ministeriums für Hoch- und Fachschulwesen der Deutschen Demokratischen Republik von der Zentralstelle für das Hochschulfernstudium Dresden.

Inhaltsverzeichnis

Seite

15. Sinusoszillatoren

15.1. Phasen- und Amplitudenbedingung

Rechteck- und Sägezahngeneratoren werden durch Großsignal-Umlade- und Kippvorgänge charakterisiert und sind demzufolge Gegenstand der digitalen Schaltungstechnik. Im Gegensatz dazu lassen sich Sinusgeneratoren (abgesehen von den notwendigen nichtlinearen Begrenzungseffekten) mit dem Kleinsignalansatz berechnen.

Zur Schwingungserzeugung wird die Selbsterregungsbedingung (Gleichung (15.1)) eines rückgekoppelten Verstärkers nach Bild 15.1 ausgenützt (vgl. Abschnitt 5.1., Lehrbrief 2):

$$k^L \, v^L = 1 \, . \qquad (15.1)$$

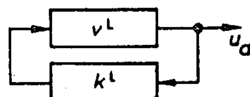


Bild 15.1
Blockschaltbild eines rückgekoppelten Verstärkers

Aus der Gleichung (15.1) folgen eine Phasen- und eine Amplitudenbedingung, die getrennt untersucht werden sollen.

15.1.1. Phasenbedingung

Die Phasenbedingung lautet

$$\varphi = \varphi_V + \varphi_k = 0 \, . \qquad (15.2)$$

Die Frequenzen, für die Gleichung (15.2) erfüllt ist, sind die möglichen Schwingfrequenzen des Oszillators.

Die Phase φ ist in der Regel eine Funktion der Frequenz ω, der Temperatur ϑ, der Versorgungsspannung U_0 und der Belastung R_L^L:

$$\varphi = f(\omega, \vartheta, U_0, R_L^L) \, . \qquad (15.3)$$

Durch Nullsetzen des totalen Differentials der Gleichung (15.3),

$$\Delta\varphi = \frac{\partial\varphi}{\partial\omega}\Delta\omega + \frac{\partial\varphi}{\partial\vartheta}\Delta\vartheta + \frac{\partial\varphi}{\partial U_0}\Delta U_0 + \frac{\partial\varphi}{\partial R_L^L}\Delta R_L^L = 0 \, ,$$

erhält man die Frequenzänderung $\Delta\omega$ als Funktion der o. g. Einflußgrößen:

$$\Delta\omega = -\frac{\frac{\partial\varphi}{\partial\omega}\Delta\omega + \frac{\partial\varphi}{\partial U_0}\Delta U_0 + \frac{\partial\varphi}{\partial R_L^L}\Delta R_L^L}{\frac{\partial\varphi}{\partial\omega}} . \qquad (15.4)$$

Aus der Gleichung (15.4) sind die für eine hohe Frequenzkonstanz notwendigen Bedingungen abzulesen:

$\frac{\partial\varphi}{\partial\vartheta}$ klein	$\Longrightarrow$	temperaturunabhängige Bauelemente und Verstärker mit Gegenkopplung

oder/und

$\Delta\vartheta$ klein	$\Longrightarrow$	Einbau im Thermostat

sowie

$\frac{\partial\varphi}{\partial U_0}$ klein	$\Longrightarrow$	Verstärker hoher Grenzfrequenz oder mit Gegenkopplung

oder/und

ΔU_0 klein	$\Longrightarrow$	stabilisierte Versorgungsspannung

sowie

$\frac{\partial\varphi}{\partial R_L^L}$ klein	$\Longrightarrow$	Trennstufe zwischen Oszillator und Last

oder/und

ΔR_L^L klein	$\Longrightarrow$	feste Last

sowie vor allem

$\frac{\partial\varphi}{\partial\omega}$ groß	$\Longrightarrow$	Verwendung von frequenzbestimmenden selektiven Schaltungen mit hoher "Phasensteilheit" $\frac{\partial\varphi}{\partial\omega}$.

Die letztgenannte Forderung besitzt nach Gleichung (15.4) eine ebenso starke Bedeutung wie alle davor genannten zusammen; ihre Erfüllung ist demzufolge besonders wichtig.

Für einen Parallelschwingungskreis mit dem Leitwert

$$Y^{L} = \frac{1}{R_p} + j\left(\omega C - \frac{1}{\omega L}\right)$$

gilt mit

$$\omega = \omega_0 + \Delta\omega \,, \qquad \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L\,C}} \gg \Delta\omega$$

und der Güte

$$Q = \frac{R_p}{\omega_0 L}$$

$$\tan\varphi = R_p\left(\omega C - \frac{1}{\omega L}\right) \approx R_p\left[\omega_0\,C - \frac{1}{\omega_0 L} + \Delta\omega\left(C + \frac{1}{\omega_0^2 L}\right)\right]$$

und damit

$$\varphi = \arctan\left[\Delta\omega\, R_p\left(C + \frac{1}{\omega_0^2 L}\right)\right] = \arctan\left(\frac{2\,Q\,\Delta\omega}{\omega_0}\right).$$

Daraus folgt die Phasensteilheit

$$\frac{\partial\varphi}{\partial\omega} = \frac{2\,Q}{\omega_0}\left[1 + \left(\frac{2\,Q\,\Delta\omega}{\omega_0}\right)^2\right]^{-1} . \qquad (15.5)$$

In der Nähe der Resonanzfrequenz ω_0 ergibt sich für $\frac{2\,Q\,\Delta\omega}{\omega_0} \ll 1$

$$\boxed{\frac{\partial\varphi}{\partial\omega} \approx \frac{2\,Q}{\omega_0}} . \qquad (15.6)$$

Für frequenzstabile Oszillatoren werden deshalb Schwingkreise oder, wegen der erreichbaren hohen Güte von ca. 10^5, auch mechanische Resonatoren eingesetzt.

Zu beachten ist jedoch, daß der Temperaturgang der Resonanzfrequenz nicht durch eine hohe Phasensteilheit unwirksam gemacht werden kann, sondern voll in $\Delta\omega$ eingeht.

15.1.2. Amplitudenbedingung

Aus der Gleichung (15.1) folgt für den Fall der stationären Schwingung

$$|k^{L}\, v^{L}| = 1 . \qquad (15.7)$$

Wichtig ist außerdem auch der Anschwingvorgang. Er läßt sich formal durch die komplexe Frequenz

$$p = \sigma + j\ \omega = j\ \omega^{L} \qquad (15.8)$$

über $\omega^{L} = \omega - j\ \sigma$ ausdrücken, denn der Realteil von

$$\exp p\ t = \exp j\ \omega^{L}\ t = \exp j\ \omega\ t \exp \sigma\ t$$

stellt den Momentanwert einer exponentiell anklingenden Schwingung dar.

Wird ein Verstärker betrachtet, der die Steilheit g_m besitzt, auf einen Schwingkreis arbeitet und mit dem Anzapfungsverhältnis k rückgekoppelt ist (Bild 15.2), so gilt

$$v^{L} = g_m\ Z^{L}\ .$$

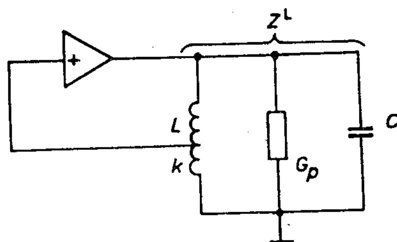


Bild 15.2
Mitgekoppelter Schwingkreisverstärker

Die Phasenbedingung liefert als Schwingfrequenz die Resonanzfrequenz des Kreises $\omega_s = \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L\ C}}$, so daß $Z^{L} = \frac{1}{G_p}$ wird.

Für eine reelle Frequenz erfordert die Bedingung $|k^{L}\ v^{L}| = 1$ eine bestimmte Parameterkombination von g_m, G_p und k. Betrachtet man dagegen komplexe Frequenzen, so wird mit

$$\frac{1}{(\omega_0 - j\ \sigma)\ L} = \frac{1}{\omega_0\ L\left(1 - \frac{j\ \sigma}{\omega_0}\right)} \approx \frac{1 + \frac{j\ \sigma}{\omega_0}}{\omega_0\ L} = \frac{1}{\omega_0\ L} + j\ \sigma\ C$$

$$\frac{1}{Z^{L}} = G_p + j\ (\omega_0 - j\ \sigma)\ C - \frac{j}{(\omega_0 - j\ \sigma)\ L} \approx G_p + 2\ \sigma\ C \approx G_{eff}\ .$$

Bei einer anklingenden Schwingung muß den Blindschaltelementen Wirkleistung zugeführt werden. Das findet seinen formalen Ausdruck im Zusatzleitwert $2\ \sigma\ C$.

Durch die Zulassung von σ ist G_p durch G_{eff} und damit v^{L} durch $v_{eff} = \frac{g_m}{G_{eff}}$ zu ersetzen, so daß die Bedingung

$$k\ v_{eff} = \frac{k\ g_m}{G_p + 2\ \sigma\ C} = 1 \qquad (15.9)$$

für beliebige Kombinationen von g_m, G_p und k erfüllt ist. Für die Anklingkonstante σ folgt aus der Gleichung (15.9)

$$\sigma = \frac{k\ g_m - G_p}{2\ C}\ . \qquad (15.10)$$

Verallgemeinernd kann man feststellen, daß infolge vorhandener Energiespeicher (Blindschaltelemente) im Oszillator folgende Amplitudenbedingungen gelten:

$|k\ v| = 1$: stationäre Schwingung, $\sigma = 0$ $\Big\}\Longrightarrow$ Instabilität,
$|k\ v| > 1$: anklingende Schwingung, $\sigma > 0$
$|k\ v| < 1$: abklingende Schwingung, $\sigma < 0$ $\Longrightarrow$ Stabilität.

Aus Toleranzgründen läßt sich im Kleinsignalbetrieb die dem labilen Gleichgewicht entsprechende Bedingung $|k\ v| = 1$ praktisch nicht aufrechterhalten. Es wird vielmehr $|k\ v_{klein}| > 1$ gewählt. Schwingungen der Frequenzen, für die die Phasenbedingung erfüllt ist, klingen dann mit exp σ t an. Der Ausgangspunkt des Anschwingvorganges sind die entsprechenden Spektralanteile des Rauschens oder des beim Anlegen der Versorgungsspannung auftretenden Einschaltstoßes. Ihr Anschwingvorgang ist beendet, sobald bei einer bestimmten "großen" Schwingamplitude die Verstärkung $v_{groß}$ so weit abgefallen ist, daß die Bedingung für die stationäre Schwingung $|k\ v_{groß}| = 1$ erfüllt ist. Der Verstärkungsabfall von v_{klein} auf $v_{groß}$ erfolgt bei jedem realen Verstärker auf Grund der inneren Nichtlinearitäten.

Bild 15.3 zeigt die typische I_C,U_{BE}-Kennlinie einer Emitterstufe. Die exponentielle I_C-Kurve wird durch die Übersteuerung auf etwa $\frac{U_{OC}}{R_C}$ begrenzt. Im Arbeitspunkt A liegt die differentielle Steilheit $g_{m\ 0}$ vor. Bei Aussteuerung steigt die mittlere Steilheit (Sekante) wegen der Exponentialfunktion zunächst an (siehe $g_{m\ 1}$ für die Aussteuerung $2\ \hat{U}_1$).

Sobald das Übersteuerungsgebiet erreicht ist, sinkt die Steilheit monoton (vgl. $2\ \hat{U}_2$).

Von dieser Art der Amplitudenstabilisierung wird aber bei realen Oszillatoren kaum Gebrauch gemacht, da es infolge der starken Kennlinienkrümmung zu beträchtlichen Verzerrungen der gewünschten Sinusform kommen würde.

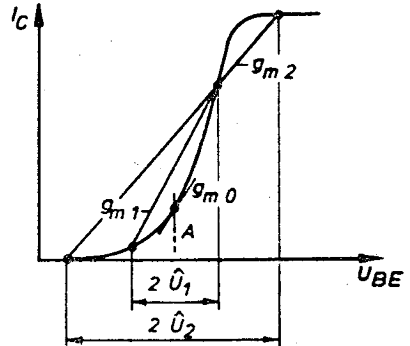


Bild 15.3
Kennlinie und mittlere Steilheit einer Emitterstufe

Es wird vielmehr eine automatische Amplitudenregelung angewandt. Das im Abschnitt 18.2.2. angegebene Prinzip wäre grundsätzlich anwendbar, ist aber zu aufwendig. Meist wird der bereits bei mittleren Amplituden in hinreichender Größe entstehende Richtstrom $\Delta I_=$ (vgl. Abschnitt 16.1.) ausgenutzt, um über den Spannungsabfall an einem Gegenkopplungswiderstand eine Arbeitspunktverschiebung (im Bild 15.3 nach links) und eine entsprechende Steilheitsverminderung zu bewirken.

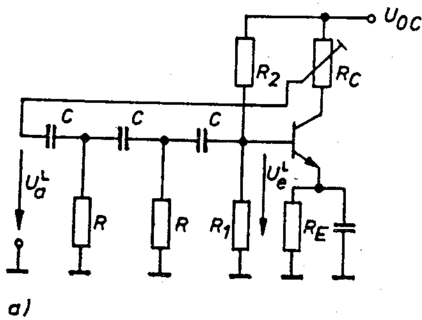
Liegt eine wenig selektive Oszillatorschaltung vor, z. B. bei einfachen RC-Oszillatoren, so ist die Phasenbedingung über ein breites Band nahezu erfüllt. Ist dazu noch $|k\, v_{klein}| \gg 1$, so kommt es zum Anschwingen eines ganzen Spektrums, so daß stark verzerrte Schwingungen und unter Umständen sogar Kippschwingungen auftreten.

Bei derartigen Oszillatoren ist auf die Einstellung der Amplitudenbedingung und auf eine wirkungsvolle Amplitudenregelung besonderer Wert zu legen.

15.2. RC-Oszillatoren

15.2.1. Phasenschieberoszillator

Die Prinzipschaltung des sog. Phasenschieberoszillators ist im Bild 15.4a dargestellt. Bild 15.4b zeigt die für die Berechnung zweckmäßige Ersatzschaltung.



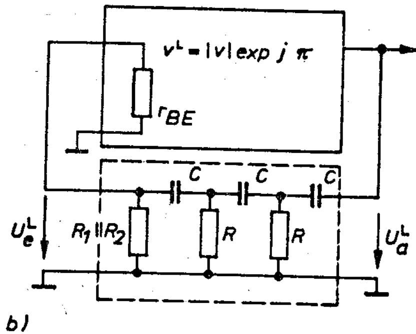


Bild 15.4 a) Phasenschieberozsillator
b) Ersatzschaltung zu a

Dimensioniert man die Schaltung so, daß $r_{BE} \parallel R_1 \parallel R_2 = R$ gilt, so folgt, wie hier nicht nachgewiesen werden soll, für die frequenzabhängige Kopplung mit $\tau = C\,R$

$$\frac{1}{k^L} = \frac{U_a^L}{U_e^L} = 1 - \frac{5}{\omega^2\,\tau^2} - \frac{1}{j\,\omega\,\tau}\left(\frac{1}{\omega^2\,\tau^2} - 6\right) \; . \qquad (15.11)$$

Die Schwingfrequenz ω_s ergibt sich mit der Bedingung (15.2) aus

$$\frac{1}{\omega_s^2\,\tau^2} - 6 = 0$$

zu

$$\boxed{\omega_s = \frac{1}{\tau\sqrt{6}} \; .} \qquad (15.12)$$

Setzt man Gleichung (15.12) in Gleichung (15.11) ein, so ergibt sich die zur Erfüllung der Amplitudenbedingung (15.7) notwendige Verstärkung zu

$$\boxed{v = v_s = \frac{1}{k(\omega = \omega_s)} = -29 \; .} \qquad (15.13)$$

Die für ein sicheres Anschwingen einzustellende Verstärkung sollte praktisch nicht wesentlich größer als v_s sein, da sonst leicht Kippschwingungen auftreten können.

Die Amplitudenstabilisierung erfolgt über den Gleichspannungsabfall $\Delta U_= = R_E \,\Delta I_=$, der durch den Richtstrom $\Delta I_=$ hervorgerufen wird.

Wegen der geringen Phasensteilheit $\frac{\partial \varphi}{\partial \omega}$ besitzt diese Schaltung nur eine geringe Frequenzkonstanz und einen hohen Klirrfaktor.

15.2.2. Wien-Robinson-Oszillator

Verwendet man die Wien-Brücke (vgl. Abschnitt 14.4.2., Lehrbrief 5, und Bild 15.5) als frequenzabhängiges Rückkopplungsnetzwerk, so erhält man einen Oszillator, dessen Eigenschaften mit denen des Phasenschieberoszillators vergleichbar sind. Der sog. Wien-Oszillator benötigt zwar nur eine geringe Verstärkung, besitzt aber eine geringe Phasensteilheit, so daß die Frequenzkonstanz ebenfalls gering und der Klirrfaktor hoch ist.

A 15.1 Berechnen Sie für den im Bild 15.5 dargestellten Wien-Oszillator die Schwingfrequenz f_s sowie die für den Schwingeinsatz erforderliche Verstärkung v_s unter den Voraussetzungen, daß v reell ist und $r_e \parallel R_1 = R$ gilt!

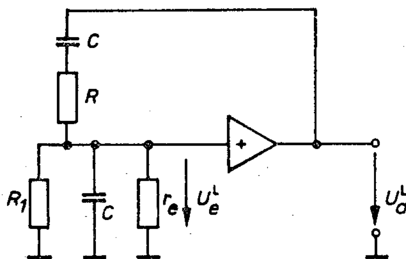


Bild 15.5 Wien-Oszillator

L 15.1

$$\frac{\underline{U}_a}{\underline{U}_e} = \underline{v} = \frac{1}{\underline{k}} = \frac{R \parallel \frac{1}{j\,\omega\,C} + R + \frac{1}{j\,\omega\,C}}{R \parallel \frac{1}{j\,\omega\,C}}$$

$$= 1 + \left(1 + \frac{1}{j\,\omega\,C\,R}\right)(1 + j\,\omega\,C\,R)$$

$$= 3 + j\left(\omega\,C\,R - \frac{1}{\omega\,C\,R}\right) . \qquad (15.14)$$

In Übereinstimmung mit Gleichung (15.2) muß für reelles v $\mathrm{Im}\{k^L\} = 0$ gesetzt werden, so daß sich die Schwingfrequenz zu

$$\boxed{f_s = \frac{1}{2\,\pi\,C\,R}} \qquad (15.15)$$

ergibt.
Für die Verstärkung v_s folgt damit
$v_s = v\,(\omega = \omega_s) = 3.$

Eine wesentliche Verbesserung erreicht man durch den Einsatz der Wien-Robinson-Brücke nach Bild 15.6a.

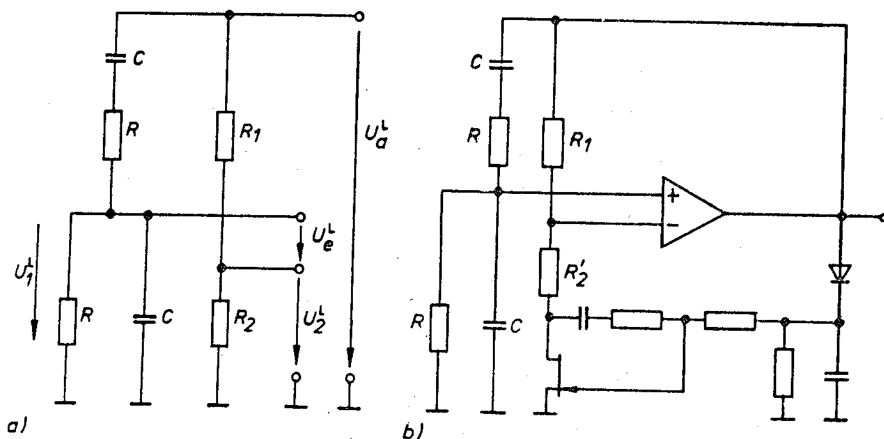


Bild 15.6 a) Wien-Robinson-Brücke, $R_2 = \frac{R_1}{2 + \varepsilon}$
b) Schaltung eines Wien-Robinson-Oszillators

Da die Brückenspannung im Abgleichfall Null ist, muß die Wien-Robinson-Brücke im Rückkopplungszweig eines Oszillators geringfügig verstimmt werden, d. h., $\varepsilon > 0$.

Für den Rückkopplungsfaktor erhält man mit Gleichung (15.14) und der Beziehung für den Spannungsteiler $\frac{U_2^L}{U_a^L} = \frac{1}{3 + \varepsilon}$ zusammengefaßt

$$k^L = \frac{U_e^L}{U_a^L} = \frac{U_1^L}{U_a^L} - \frac{U_2^L}{U_a^L} = \frac{1}{3 + j\left(\omega C R - \frac{1}{\omega C R}\right)} - \frac{1}{3 + \varepsilon} \cdot \quad (15.16)$$

Für den Phasenverlauf folgt nach einigen Umformungen und unter Vernachlässigung höherer Potenzen von ε

$$\tan \varphi = \frac{3\left(\frac{\omega}{\omega_s}\right)\left[\left(\frac{\omega}{\omega_s}\right)^2 - 1\right](3 - 2\varepsilon)}{\left[\left(\frac{\omega}{\omega_s}\right)^2 - 1\right](3 + \varepsilon) - 9\varepsilon\left(\frac{\omega}{\omega_s}\right)^2} \cdot \quad (15.17)$$

Diese Funktion ist für $\varepsilon = 0{,}01$ im Bild 15.7a dargestellt. Zum Vergleich sind die Phasenverläufe für den Phasenschieber- und den Wien-Oszillator angegeben.

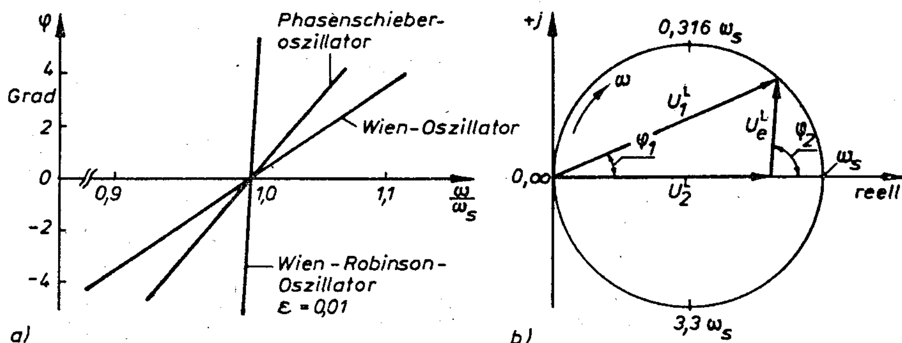


Bild 15.7 a) Phasenverläufe typischer RC-Oszillatoren
b) Ortskurve zur Wien- bzw. Wien-Robinson-Brücke

Das Bild 15.7b zeigt die Ortskurve der Wien-Brücke, die nach Abschnitt 14.4.2., Lehrbrief 5, einem Schwingkreis der Güte $Q = \frac{1}{3}$ entspricht.

Aus dieser geringen Güte resultieren die hohe Bandbreite und die geringe Phasensteilheit $\frac{\partial \varphi}{\partial \omega}$ für U_1^L. Dagegen liegt für die Differenzspannung $U_e^L = U_1^L - U_2^L$ eine viel höhere Phasensteilheit vor.

Für die Verstärkung v_s folgt aus Gleichung (15.16)

$$\frac{1}{v_s} = \frac{1}{3} - \frac{1}{3 + \varepsilon} = \frac{\varepsilon}{3\,(3 + \varepsilon)} \approx \frac{\varepsilon}{9} \, . \qquad (15.18)$$

Infolge der notwendigen hohen Einstellgenauigkeit für ε verwendet man eine im Bild 15.6b schematisch angedeutete Regelschaltung.

Durch den in Reihe zu R_2' liegenden Kanalwiderstand $R_{Kanal}(U_{GS})$ des FET, der von einer der Ausgangsspannung proportionalen Gleichspannung geregelt wird, erreicht man eine gute Amplitudenkonstanz und einen Klirrfaktor von nur ca. 0,1 %.
Durch die Umschaltung von R und die stetige Variation von C lassen sich nach diesem Prinzip in einem sehr breiten Frequenzbereich durchstimmbare RC-Generatoren realisieren (z. B. Generator GF 21 für 1 Hz bis 3 MHz vom VEB Präcitronic, Dresden).

15.3. LC-Oszillatoren

15.3.1. Meißner-Oszillator

Der im Bild 15.8 gezeigte LC-Oszillator geht auf die klassische Meißner-Schaltung aus dem Jahre 1913 zurück, mit der erstmals ungedämpfte elektrische Schwingungen erzeugt wurden.

Für die Resonanzfrequenz des LC-Kreises $\omega_s = \frac{1}{\sqrt{L\,C}}$ wird bei hinreichender Kreisgüte Q die Verstärkung negativ reell.

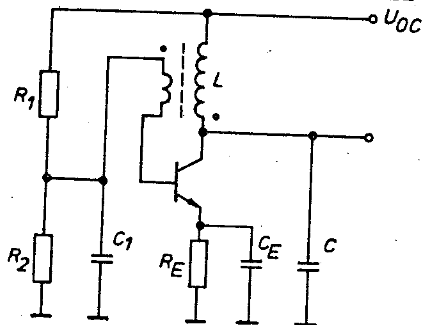


Bild 15.8
Meißner-Oszillator

Durch den gegensinnig gewickelten Übertrager mit dem Übersetzungsverhältnis $k < 0$ erfolgt die Rückkopplung, so daß $k\,v \geqq 1$ erfüllt wird. Für ein sicheres Anschwingen ist $k\,v > 1$ zu realisieren. Die Arbeitspunkteinstellung und -stabilisierung sowie die automatische Amplitudenregelung erfolgen über R_1, R_2 und R_E, die Kapazitäten C_1 und C_E dienen zur dynamischen Überbrückung der Widerstände.

15.3.2. Dreipunktschaltungen

Die klassische Meißner-Rückkopplung über die Gegeninduktivität zweier gekoppelter Spulen besitzt gewisse konstruktive Unzulänglichkeiten, die beim sog. Hartley-Oszillator durch die Verwendung einer angezapften Spule vermieden werden (Bild 15.9a).

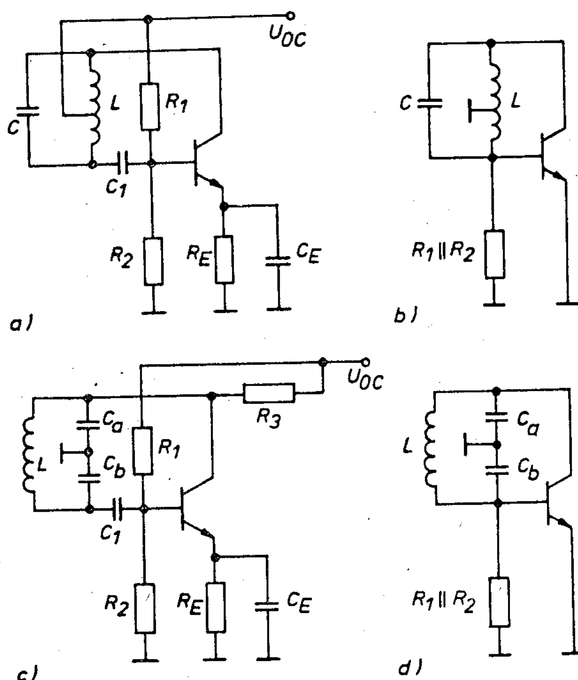


Bild 15.9 a) Hartley-Oszillator
b) Wechselstromersatzschaltung zu a
c) Colpitts-Oszillator
d) Wechselstromersatzschaltung zu c

Die Einstellung des Arbeitspunktes und die Amplitudenregelung erfolgen ähnlich wie im Bild 15.8, und bei hinreichender Kreisgüte erregt sich ebenfalls die Resonanzfrequenz des Schwingkreises (vgl. Bild 15.9b):

$$f_s = \frac{1}{2\,\pi\sqrt{L\,C}}\,. \qquad (15.19)$$

Ersetzt man die induktive Spannungsteilung durch eine kapazitive, so erhält man einen sog. Colpitts-Oszillator (Bild 15.9c). Hier wirkt die Reihenschaltung der Kapazitäten C_a und C_b als Kreiskapazität, und es gilt

$$f_s = \frac{1}{2\pi\sqrt{\frac{L\ C_a\ C_b}{C_a + C_b}}} \quad . \qquad (15.20)$$

Die grundsätzliche Übereinstimmung beider Schaltungen, die auch "Dreipunktschaltungen" heißen, wird aus den Wechselstromersatzschaltungen nach den Bildern 15.9b und 15.9d deutlich.

15.3.3. Frequenzstabilisierung mit Schwingquarzen

Schwingquarze verhalten sich wie elektrische Schwingkreise sehr hoher Güte und eignen sich besonders zur Stabilisierung der bei freischwingenden LC-Oszillatoren infolge Temperatur- und Betriebsspannungsänderungen auftretenden Frequenzschwankungen.

Beim Schwingquarz werden die außerordentlich frequenzkonstanten mechanischen Schwingungen des Quarzkörpers ausgenutzt, die über den piezoelektrischen Effekt bzw. seinen Umkehreffekt mit elektrischen Schwingungen verknüpft sind.

Das elektrische Verhalten eines Schwingquarzes wird in guter Näherung durch seine Ersatzschaltung nach Bild 15.10a beschrieben. Den zu ihr gehörenden Verlauf des Blindwiderstandes zeigt Bild 15.10b.

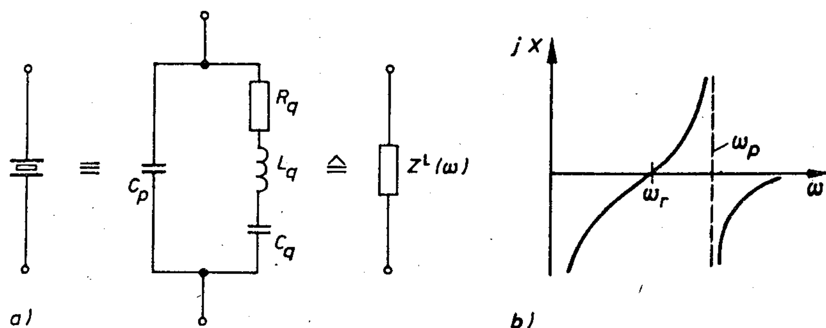


Bild 15.10 a) Quarzersatzschaltung
b) Blindwiderstandsverlauf des Quarzes ($R_q = 0$)

Die Werte L_q und C_q sind durch die mechanischen Eigenschaften des Quarzes, insbesondere durch seinen Schnitt und seine geometrischen Abmessungen bestimmt und liefern die außerordentlich konstante Reihenresonanzfrequenz

$$f_r = \frac{1}{2\,\pi\sqrt{L_q\,C_q}} \,. \qquad (15.21)$$

Je nach Quarzschnitt, Quarzabmessungen und Typ der mechanischen Schwingung (Längs-, Biege-, Dickenscherschwingung u. a.) kann die Reihenresonanzfrequenz im Bereich von 1 kHz bis 100 MHz liegen.

Der Reihenwiderstand R_q beschreibt die Verluste bzw. die Dämpfung

$$d_q = \omega_r\, C_q\, R_q \,. \qquad (15.22)$$

Praktisch sind Werte von $d_q = 10^{-4} \dots 10^{-5}$ erreichbar.
Der Temperaturkoeffizient ist ebenfalls vom Quarzschnitt abhängig und erreicht normalerweise Werte von

$$TK_q = (10^{-6} \dots 10^{-8})\ K^{-1} \,.$$

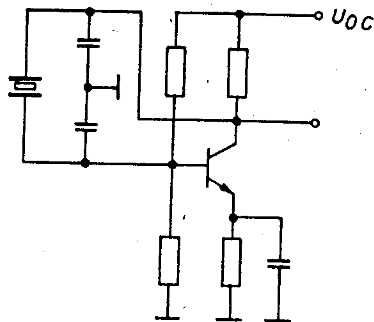
Die Kapazität C_p wird durch die Zuleitungs- und Elektrodenkapazitäten gebildet und unterliegt den entsprechenden konstruktiv bedingten Schwankungen. Sie führt zu der Parallelresonanz bei der Frequenz

$$f_p = f_r\sqrt{1 + \frac{C_q}{C_p}} \,. \qquad (15.23)$$

Für die Frequenzstabilisierung sind beide Resonanzen geeignet, die Ausnutzung der Reihenresonanz garantiert jedoch die größere Frequenzstabilität.

Im Bild 15.11a, b sind zwei typische Quarzoszillatorschaltungen dargestellt.

Wie aus der Gleichung (15.23) ersichtlich ist, wird die Frequenzkonstanz der Parallelresonanz durch die Vergrößerung von C_p verbessert, da sich f_p der Reihenresonanzfrequenz f_r nähert. Die beim Colpitts-Oszillator nach Bild 15.9c auftretenden Kapazitäten C_a und C_b übernehmen beim Pierce-Oszillator dieselbe



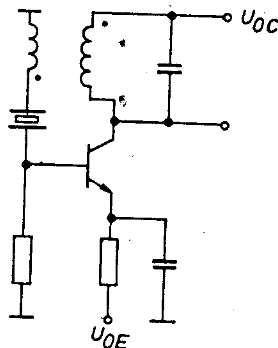


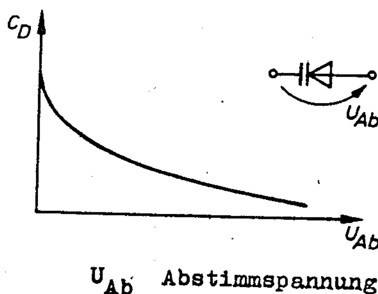
Bild 15.11 a) Pierce-Oszillator
b) Meißner-Oszillator mit Quarzstabilisierung

Funktion, da sie parallel zum Quarz liegen.

In der Schaltung nach Bild 15.11b gelangt nur bei der Reihenresonanz eine ausreichende Rückkopplungsspannung an die Basis, so daß eine Stabilisierung auf die Frequenz f_r erfolgt.

15.3.4. Frequenzsteuerung mit Kapazitätsdioden

Zur spannungsabhängigen Steuerung der Oszillatorfrequenz von LC-Oszillatoren eignen sich besonders Kapazitätsdioden (C-Dioden). Bei ihnen wird die Spannungsabhängigkeit der Sperrschichtkapazität eines in Sperrichtung betriebenen pn-Überganges ausgenutzt. Es ergibt sich der prinzipielle Verlauf nach Bild 15.12.



U_{Ab} Abstimmspannung

Bild 15.12
Kapazitätsverlauf als Funktion der Sperrspannung einer C-Diode

Die erreichbaren maximalen Kapazitätswerte liegen z. B. bei UKW-Abstimmdioden bei $C_{D\,max}$ = 35 pF und bei Mittelwellenabstimmdioden bei $C_{D\,max}$ = 300 pF.

Das Kapazitätsvariationsverhältnis beträgt bei einem Spannungsverhältnis von 3 V : 30 V bei UKW-Dioden ca. 2,6.

Der Sperrwiderstand der Dioden ist hinreichend hoch, so daß sich diodenabgestimmte Schwingkreise mit ausreichenden Betriebsgüten realisieren lassen.

Die beiden typischen Schaltungsvarianten zur Keisabstimmung sind im Bild 15.13 dargestellt.

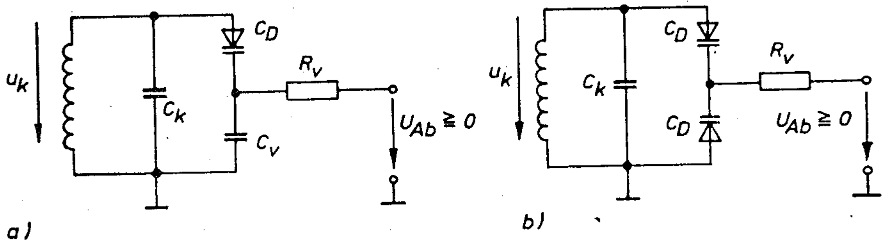


Bild 15.13   Zwei Varianten der Kreisabstimmung mit C-Dioden

Im Bild 15.13a liegt die Diodenkapazität C_D parallel zur Kreiskapazität, $C_V \gg C_k$ ist als dynamischer Kurzschluß anzusehen. Da die der Abstimmspannung überlagerte Wechselspannung u_k bei hinreichender Größe die Kapazität ebenfalls beeinflußt, kommt es zu unangenehmen Zieherscheinungen (amplitudenabhängigen Änderungen der Schwingfrequenz) besonders bei niedrigen Abstimmspannungen.

In der Schaltung nach Bild 15.13b arbeiten die C-Dioden wechselspannungsmäßig in Reihe, es liegt nur $\frac{C_D}{2}$ zu C_k parallel. Da die Dioden aber nur mit $\frac{u_k}{2}$ wechselspannungsmäßig belastet werden, zeigt diese Schaltung ein besseres Großsignalverhalten.

16. Großsignalverhalten, Reihenansätze, Anwendungen

Bei einer Reihe schaltungstechnischer Aufgaben, wie z. B. bei der

- Gleichrichtung,
- Frequenzvervielfachung,

- Mischung, Modulation,

sind die Voraussetzungen des linearen Kleinsignalverhaltens nicht mehr gültig, sondern die beabsichtigten Wirkungen werden erst durch die nichtlinearen Eigenschaften der Bauelemente hervorgebracht.

In diesem Abschnitt erfolgt die grundsätzliche mathematische Behandlung der Aussteuerung einer nichtlinearen Kennlinie mit Hilfe der Taylor-Reihe, die die Lösung als unendliche Reihe ermittelt, und der Fourier-Entwicklung, die eine geschlossene Lösung liefert.

16.1. Taylor-Reihe

Wenn die im Bild 16.1 gezeigte Kennlinie I = f(U) im Aussteuerbereich durch eine analytische Funktion darstellbar, stetig und beliebig oft differenzierbar ist, gilt die mit Hilfe der Taylor-Reihe gefundene Beziehung

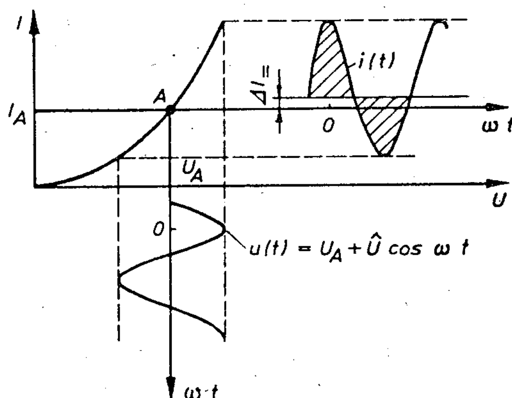


Bild 16.1
Aussteuerung einer nichtlinearen Kennlinie I = f(U)

$$i(t) = I_A + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n!} \cdot \left.\frac{d^nI}{dU^n}\right|_{U=U_A} \cdot (\hat{U} \cos \omega t)^n . \qquad (16.1)$$

Für die ersten vier Ableitungen dieser Gleichung werden üblicherweise die folgenden Abkürzungen eingeführt:

Steilheit $$g_m = \left.\frac{dI}{dU}\right|_{U=U_A} , \tag{16.2}$$

Krümmung $$T = \left.\frac{d^2I}{dU^2}\right|_{U=U_A} , \tag{16.3}$$

Krümmungsänderung $$W = \left.\frac{d^3I}{dU^3}\right|_{U=U_A} , \tag{16.4}$$

$$X = \left.\frac{d^4I}{dU^4}\right|_{U=U_A} . \tag{16.5}$$

Damit ergibt sich die Gleichung (16.1) in der Form

$$\begin{aligned} i(t) = I_A + g_m \hat{U} \cos \omega t + \frac{T}{2} \hat{U}^2 \cos^2 \omega t \\ + \frac{W}{6} \hat{U}^3 \cos^3 \omega t + \frac{X}{24} \hat{U}^4 \cos^4 \omega t + \dots \end{aligned} \tag{16.6}$$

Der lineare Kleinsignalansatz (vgl. Abschnitt 1.1.2., Lehrbrief 1) ist in dieser Gleichung über das Glied $g_m \hat{U} \cos \omega t$ enthalten.

Mit den Additionstheoremen

$$\cos^2 \omega t = \frac{1}{2} (1 + \cos 2 \omega t) , \tag{16.7}$$

$$\cos^3 \omega t = \frac{3}{4} \cos \omega t + \frac{1}{4} \cos 3 \omega t , \tag{16.8}$$

$$\cos^4 \omega t = \frac{3}{8} + \frac{1}{2} \cos 2 \omega t + \frac{1}{8} \cos 4 \omega t \tag{16.9}$$

folgt aus der Gleichung (16.1) die unendliche Reihe (Gleichung (16.10)):

$$
\begin{aligned}
i(t) = {} & [I_A + \tfrac{T}{4}\,\hat{U}^2 + \tfrac{X}{64}\,\hat{U}^4 + \ldots\,] && \left\{\begin{array}{l}\text{Ruhestrom } I_A \text{ plus}\\ \text{Richtstrom } \Delta I_=\end{array}\right.\\
& + [g_m\,\hat{U} + \tfrac{W}{8}\,\hat{U}^3 + \ldots]\cos\omega t && \text{Grundwelle}\\
& + [\tfrac{T}{4}\,\hat{U}^2 + \tfrac{X}{48}\,\hat{U}^4 + \ldots]\cos 2\,\omega t && \text{1. Oberwelle}\\
& + [\tfrac{W}{24}\,\hat{U}^3 + \ldots]\cos 3\,\omega t && \text{2. Oberwelle}\\
& + [\tfrac{X}{192}\,\hat{U}^4 + \ldots]\cos 4\,\omega t && \text{3. Oberwelle}\\
& + \ldots
\end{aligned}
\qquad (16.10)
$$

Die Entstehung des Richtstromes $\Delta I_=$ (der zeitliche Mittelwert von i(t) ist von I_A verschieden!) ist im Bild 16.1 erläutert.

Für konkrete Kennlinien I = f(U) ist die Konvergenz der Reihe abzuschätzen, um an geeigneter Stelle abbrechen zu können.

16.2. Fourier-Reihe

Die Taylor-Reihe ist nur für den A-Betrieb (vgl. Abschnitt 11., Lehrbrief 3) anwendbar, weil die Kennlinie durch nur eine analytische Funktion beschrieben sein muß. Die Fourier-Reihe erfaßt dagegen die B- und C-Betriebsarten mit.

Liegt allgemein ein Aussteuerungsfall gemäß Bild 16.2 vor, so

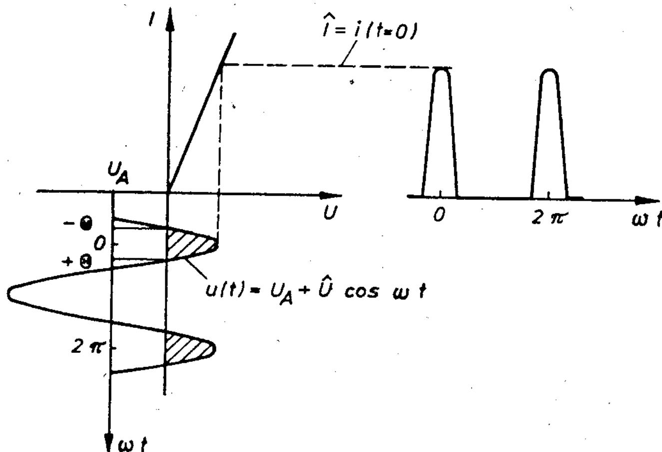


Bild 16.2 Aussteuerung einer gekrümmten Kennlinie im C-Betrieb

gilt für die steuernde Spannung

$$u(t) = U_A + \hat{U} \cos \omega t = \hat{U} (\cos \omega t - \cos \Theta) \; . \qquad (16.11)$$

Für den sog. Stromflußwinkel Θ folgt

$$\cos \Theta = - \frac{U_A}{\hat{U}} \; . \qquad (16.12)$$

Für den zeitabhängigen Strom i(t) gilt die Fourier-Reihendarstellung

$$i(t) = I_0 + \sum_{n=1}^{\infty} \hat{I}_n \cos n \omega t \qquad (16.13)$$

mit den Fourier-Koeffizienten

$$I_0 = \frac{1}{2 \pi} \int_{-\Theta}^{+\Theta} f[u(t)] \, d\omega t \qquad (16.14)$$

und

$$\hat{I}_n = \frac{1}{\pi} \int_{-\Theta}^{+\Theta} f[u(t)] \cos n \omega t \, d\omega t \quad (n = 1, 2, \ldots) \; . \qquad (16.15)$$

Besondere Aufmerksamkeit verdient die Exponentialkennlinie, wie sie z. B. beim Bipolartransistor vorliegt.

Da vor allem der Durchlaßbereich interessiert, setzt man allgemein

$$I = I_s \left(\exp \frac{U}{U_T} - 1 \right) \approx I_s \exp \frac{U}{U_T} \; . \qquad (16.16)$$

Der Stromflußwinkel ergibt sich wegen der für $-\infty < U < +\infty$ stetigen Kennlinie für jede Aussteuerung zu $\Theta = \pi$.

Mit den Gleichungen (16.11), (16.14), (16.15) und (16.16) sowie dem Ruhestrom I_A nach

$$I_A = I_s \exp \frac{U_A}{U_T}$$

folgt

$$I_0 = \frac{I_A}{2 \pi} \int_{-\pi}^{+\pi} \exp \frac{\hat{U} \cos \omega t}{U_T} \, d\omega t \; , \qquad (16.17)$$

$$\hat{I}_n = \frac{I_A}{\pi} \int_{-\pi}^{+\pi} \exp \frac{\hat{U} \cos \omega t}{U_T} \cos n \omega t \, d\omega t \, . \tag{16.18}$$

Für die Exponentialfunktionen in den Gleichungen (16.17) und (16.18) verwendet man den Reihenansatz

$$\exp (x \cos y) = \mathbf{I}_0(x) + 2 \, \mathbf{I}_1(x) \cos y + 2 \, \mathbf{I}_2(x) \cos 2 y + \ldots \tag{16.19}$$

mit den Abkürzungen

$$x = \frac{U}{U_T} \quad \text{und} \quad y = \omega t \, .$$

Die $\mathbf{I}_\nu(x)$ in Gleichung (16.19) sind die sog. modifizierten Bessel-Funktionen ν-ter Ordnung. Diese sind z. B. in den "Tafeln höherer Funktionen" von Jahnke-Emde-Lösch tabelliert.

Setzt man Gleichung (16.19) in Gleichung (16.17) ein, so verschwinden die Integrale in den Grenzen $-\pi$ und $+\pi$ über allen Kosinusfunktionen, und es gilt

$$I_0 = 2 \, I_A \, \mathbf{I}_0 \left(\frac{\hat{U}}{U_T} \right) . \tag{16.20}$$

Setzt man Gleichung (16.19) in Gleichung (16.18) ein, so ergibt sich

$$\hat{I}_n = \frac{I_A}{\pi} \int_{-\pi}^{+\pi} \Big[\mathbf{I}_0(x) \cos n y + 2 \, \mathbf{I}_1(x) \cos y \cos n y + \ldots$$

$$+ 2 \, \mathbf{I}_n(x) \cos^2 n y + 2 \, \mathbf{I}_m(x) \cos m y \cos n y \Big] dy \, .$$

Nur der Term mit $\cos^2 n y$ liefert einen Beitrag zu $\hat{I}_n$, so daß mit

$$\int_{-\pi}^{+\pi} \cos^2 n y \, dy = \pi$$

gilt

$$\hat{I}_n = 2 \, I_A \, \mathbf{I}_n \left(\frac{\hat{U}}{U_T} \right) . \tag{16.21}$$

Die Funktionen $\mathbf{I}_\nu$ sind für $\nu = 0, 1, 2, 3, 4$ im Bild 16.3 angegeben.

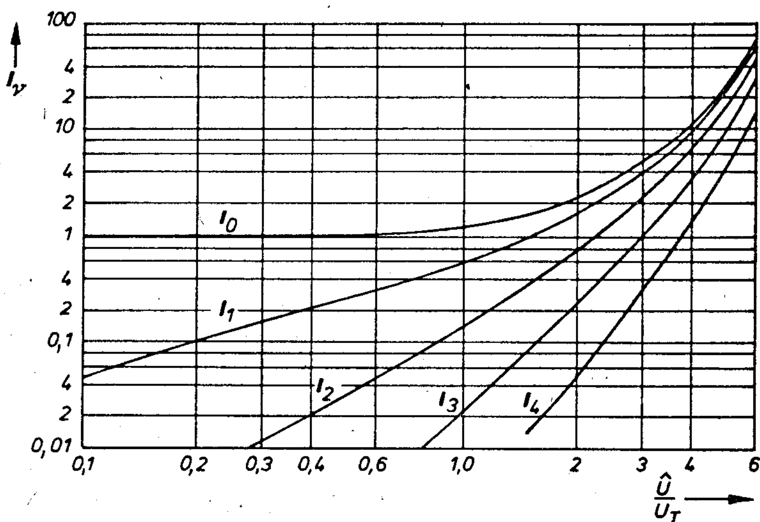
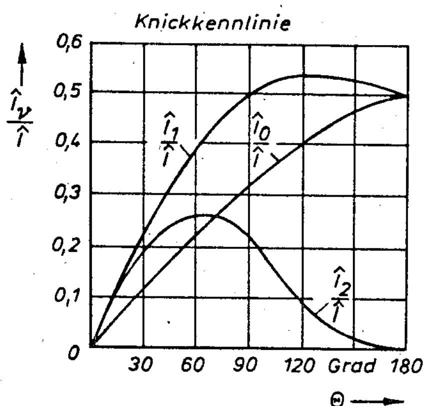


Bild 16.3 Modifizierte Bessel-Funktionen $I_\nu\left(\frac{U}{U_T}\right)$

Für große Ströme wird die Exponentialkennlinie durch die Bahnwiderstände mehr oder weniger linearisiert, so daß die Annäherung durch eine quadratische oder eine Knickkennlinie sinnvoll sein kann. Für diese Kennlinien sind die ersten Fourier-Koeffizienten in Tafel 16.1 und ihr Verlauf über dem Stromflußwinkel im Bild 16.4 dargestellt.



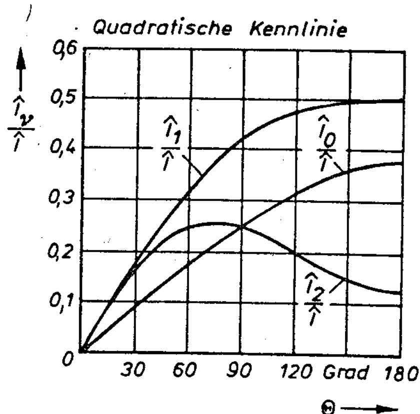


Bild 16.4 Fourier-Koeffizienten als Funktion von Θ

Tafel 16.4 Fourier-Koeffizienten für Knickkennlinie und quadratische Kennlinie

Knickkennlinie	Quadratische Kennlinie
$I = k\,U$ für $U > 0$ $I = 0$ für $U < 0$	$I = k\,U^2$ für $U > 0$ $I = 0$ für $U < 0$
Spitzenstrom	
$\hat{I} = k\,\hat{U}\,(1 - \cos\Theta)$	$\hat{I} = k\,\hat{U}^2\,(1 - \cos\Theta)^2$
Gleichstrom	
$I_0 = \frac{k\,\hat{U}}{\pi}\,(\sin\Theta - \Theta\cos\Theta)$	$I_0 = \frac{k\,\hat{U}^2}{\pi}\left(\frac{\Theta}{2} + \Theta\cos^2\Theta - \frac{3}{2}\cos\Theta\sin\Theta\right)$
Grundwelle	
$\hat{I}_1 = \frac{k\,\hat{U}}{\pi}\,(\Theta - \cos\Theta\sin\Theta)$	$\hat{I}_1 = \frac{k\,\hat{U}^2}{\pi}\left(\frac{\sin 3\Theta}{6} + \frac{3\sin\Theta}{2} - 2\Theta\cos\Theta\right)$
1. Oberwelle	
$\hat{I}_2 = \frac{k\,\hat{U}}{\pi}\left(-\frac{2}{3}\sin\Theta\cos 2\Theta + \frac{1}{3}\cos\Theta\sin 2\Theta\right)$	$I_2 = \frac{k\,\hat{U}^2}{\pi}\left(\frac{\Theta}{2} + \frac{1}{3}\sin\Theta\cos^3\Theta - \frac{5}{6}\sin\Theta\cos\Theta\right)$

16.3. Anwendungen

16.3.1. Klirrfaktor, Frequenzvervielfachung

Ein Maß für die an einer nichtlinearen Kennlinie entstehenden Verzerrungen ist der sog Klirrfaktor k, der durch die folgende Gleichung definiert ist:

$$k = \sqrt{\frac{\tilde{A}_2^2 + \tilde{A}_3^3 + \dots}{\tilde{A}_1^2 + \tilde{A}_2^2 + \tilde{A}_3^2 + \dots}} \,. \qquad (16.22)$$

Darin sind die $\tilde{A}_\nu$ die Effektivwerte des Stromes oder der Spannung mit den Frequenzen $\nu\,\omega$.

Für praktische Anwendungen sind folgende Näherungen von Interesse:

$$\boxed{k_2 = \frac{A_2}{A_1}} \qquad (16.23)$$

und

$$\boxed{k_3 = \frac{A_3}{A_1}\ .} \qquad (16.24)$$

A 16.1 Berechnen Sie die maximal zulässige Eingangsspannung $\hat{U}$, mit der die exponentielle Eingangskennlinie eines Bipolartransistors ausgesteuert werden darf, damit sich ein quadratischer Klirrfaktor des Stromes von $k_2 = 5\ \%$ ergibt.

Die Kennlinienfunktion sei $I_B = I_0 \exp \frac{U_{BE}}{U_T}$.

L 16.1 Aus der Gleichung (16.10) erhält man für die Amplitude der Grundwelle

$$\hat{I}_1 = g_m\, \hat{U} + \frac{W}{8}\, \hat{U}^3$$

und für die der 1. Oberwelle

$$\hat{I}_2 = \frac{T}{4}\, \hat{U}^2 + \frac{X}{48}\, \hat{U}^4\ .$$

Nach Gleichung (16.23) folgt daraus

$$k_2 = \frac{\frac{T}{4}\, \hat{U}^2 + \frac{X}{48}\, \hat{U}^4}{g_m\, \hat{U} + \frac{W}{8}\, \hat{U}^3}\ . \qquad (16.25)$$

Aus der gegebenen Kennlinienfunktion berechnet man

$$g_m = \frac{I_B}{U_T}\ , \quad T = \frac{I_B}{U_T^2}\ , \quad W = \frac{I_B}{U_T^3}\ , \quad X = \frac{I_B}{U_T^4}\ .$$

Setzt man diese Werte in Gleichung (16.25) ein, so erhält man

$$k_2 \approx \frac{\hat{U}\left(1 + \frac{1}{12}\left(\frac{\hat{U}}{U_T}\right)^2\right)}{4\, U_T\left(1 + \frac{1}{8}\left(\frac{\hat{U}}{U_T}\right)^2\right)} \approx \frac{\hat{U}}{4\, U_T} \quad \text{für} \quad \frac{\hat{U}}{U_T} \ll 1\ . \qquad (16.26)$$

Für $k_2 = 5 \cdot 10^{-2}$ und $U_T \approx 30$ mV folgt $\hat{U} \approx 6$ mV.

Der Begriff Kleinsignalbetrieb bezieht sich also beim Bipolartransistor auf eine Aussteuerung der Eingangskennlinie mit $\hat{U} \ll U_T$.

Mit der Gleichung (16.21) folgt für die Klirrfaktoren k_2 und k_3 einer Exponentialkennlinie

$$k_2 = \frac{I_2\left(\frac{\hat{U}}{U_T}\right)}{I_1\left(\frac{\hat{U}}{U_T}\right)} \quad \text{und} \quad k_3 = \frac{I_3\left(\frac{\hat{U}}{U_T}\right)}{I_1\left(\frac{\hat{U}}{U_T}\right)} .$$

Diese Funktionen sind im Bild 16.5 angegeben. Zum Vergleich ist der Klirrfaktor k_2 nach der Näherungsbeziehung (16.26) eingezeichnet. Man erkennt, daß für technisch sinnvolle Aussteuerungen einer Exponentialkennlinie der Klirrfaktor k_3 gegenüber k_2 vernachlässigbar ist und daß die Näherung nach Gleichung (16.26), die mit der Taylor-Reihe gewonnen wurde, eine genügende Genauigkeit garantiert.

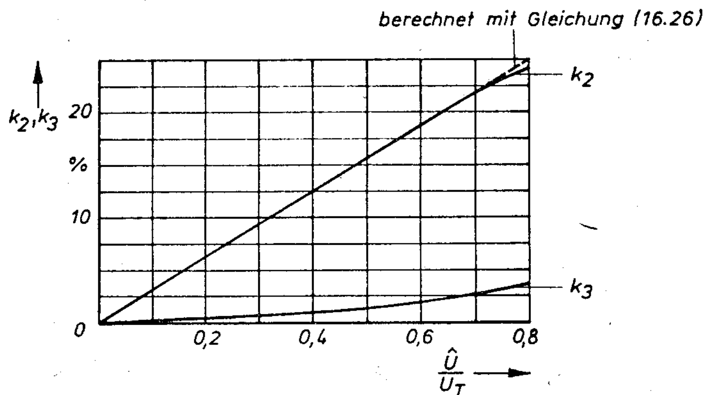


Bild 16.5 Klirrfaktoren k_2 und k_3 bei Aussteuerung einer Exponentialkennlinie

Der Effekt der Frequenzvervielfachung beruht auf Gleichung (16.10) bzw. (16.13). Dabei kommt es darauf an, durch geeignete

Wahl des Arbeitspunktes bzw. des Stromflußwinkels eine möglichst große Amplitude der gewünschten Harmonischen zu erzielen, die durch ein selektives Netzwerk, z. B. einen Schwingkreis, ausgekoppelt werden kann.

16.3.2. Additive Mischung

Für die additive Mischung, wie sie z. B. im Überlagerungsempfänger angewendet wird, bildet Gleichung (16.6) die Grundlage. Die Empfängereingangsspannung $u_1(t) = \hat{U}_1 \cos \omega_1 t$ und die in einem Oszillator erzeugte Oszillatorspannung $u_2(t) = \hat{U}_2 \cos \omega_2 t$ werden an der exponentiellen Eingangskennlinie des Mischtransistors additiv überlagert.

Ersetzt man in Gleichung (16.6) die Aussteuerung durch die Summe

$$\hat{U}_1 \cos \omega_1 t + \hat{U}_2 \cos \omega_2 t ,$$

so liefert das quadratische Glied den Stromanteil

$$\frac{T}{4} (\hat{U}_1^2 \cos^2 \omega_1 t + \hat{U}_2^2 \cos^2 \omega_2 t + 2 \hat{U}_1 \hat{U}_2 \cos \omega_1 t \cos \omega_2 t) .$$

Die beiden ersten Glieder enthalten nach Gleichung (16.7) einen Richtstrom und Frequenzen $2 \omega_1$ und $2 \omega_2$.

Aus dem dritten Glied folgen nach der Beziehung

$$\cos \omega_1 t \cos \omega_2 t = \frac{1}{2} [\cos (\omega_1 + \omega_2) t + \cos (\omega_1 - \omega_2) t]$$

die Summen- und die Differenzfrequenzen $(\omega_1 + \omega_2)$ und $(\omega_1 - \omega_2)$, die sog. Mischprodukte erster Ordnung.

Für die Weiterverarbeitung interessiert beim Empfänger nur die Differenzfrequenz, die auch als Zwischenfrequenz (ZF) bezeichnet wird und die durch einen Schwingkreis ausgekoppelt werden kann. Dieser Schwingkreis muß auch das umfangreiche Störspektrum unterdrücken, das durch die von den höheren Ableitungen hervorgerufenen Mischprodukte $(m \omega_1 \pm n \omega_2)$ und die Oberwellen $m \omega_1$ und $n \omega_2$ gebildet wird.

16.3.3. Amplitudenmodulation

Bei der Amplitudenmodulation wird ein niederfrequentes Signal $u_N(t) = \hat{U}_N \cos \omega_N t$ und ein hochfrequenter Träger $u_T(t) = \hat{U}_T \cos \omega_T t$ an einer gekrümmten Kennlinie überlagert. Das quadratische Glied der Gleichung (16.6) liefert dann die sog. Seitenfrequenzen $(\omega_T \pm \omega_N)$, die gemeinsam mit dem Träger ω_T (wie hier nicht gezeigt werden soll) die AM-Schwingung darstellen.

Die wegen der höheren Ableitungen außerdem auftretenden höheren Seitenfrequenzen $(n\,\omega_T \pm \omega_N)$ und die Oberwellen des Trägers $n\,\omega_T$ und der Niederfrequenz $m\,\omega_N$ werden durch Selektionsmittel unterdrückt. Die wegen des geringen Abstandes zur ersten Seitenfrequenz selektiv nicht unterdrückbaren höheren Seitenfrequenzen der Form $(\omega_T \pm m\,\omega_N)$ bewirken einen bei der Modulation auftretenden Klirrfaktor. Um diesen klein zu halten, wäre eine rein quadratische Kennlinie erforderlich.

In eleganter Weise läßt sich die Amplitudenmodulation auch mit einem Multiplizierer verwirklichen (vgl. Abschnitt 18.4.2.).

Bei der Amplitudendemodulation kann am Empfangsort durch Überlagerung der Seitenfrequenzen $(\omega_T \pm \omega_N)$ und der Trägerfrequenz ω_T an einer gekrümmten Kennlinie die Niederfrequenz ω_N zurückgewonnen werden.

Meist wird die Amplitudendemodulation jedoch durch eine Spitzengleichrichtung (vgl. Abschnitt 17.1.) realisiert.

17. Gleichrichter und Stromversorgungsgeräte

Die wesentlichste Aufgabe der Gleichrichter besteht in der Gewinnung der für elektronische Geräte erforderlichen Betriebsgleichspannungen aus dem Netz.

Bei diesen sog. Netzgleichrichtern interessieren die Zusammenhänge zwischen Wechselspannung, Ausgangsgleichspannung und Brummspannung und die Lastabhängigkeit der Ausgangsgleichspannung. Für die Meßtechnik und die Nachrichtentechnik sind darüber hinaus die Meßgleichrichter und die Demodulationsschaltungen von Interesse.

In den folgenden Abschnitten werden auf der Grundlage der im Abschnitt 16. behandelten Theorie die praktisch interessanten Gleichrichterschaltungen behandelt und Näherungsformeln für ihre Dimensionierung abgeleitet.

17.1. Einweggleichrichter

Die für die Gleichrichtung grundsätzlichen Zusammenhänge lassen sich am besten an dem einfachen Einweggleichrichter nach Bild 17.1a erklären.

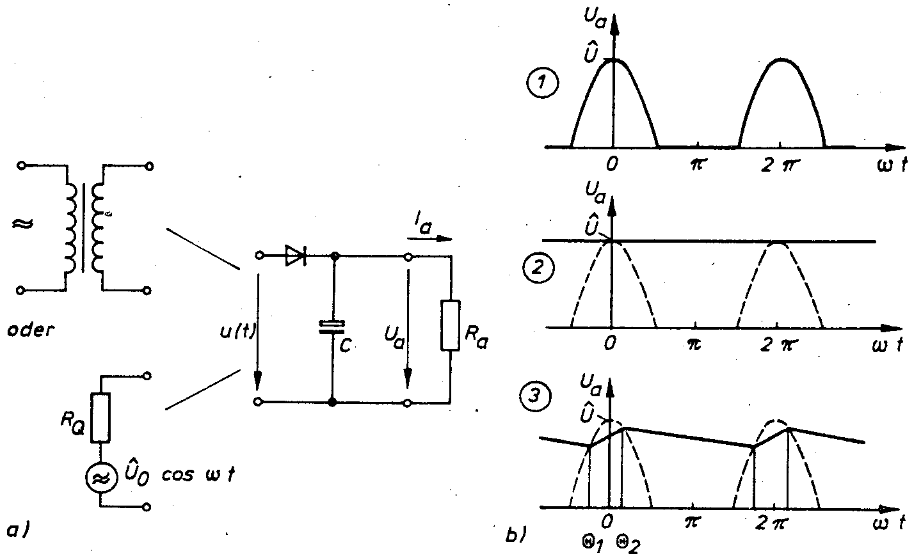


Bild 17.1 a) Einweggleichrichterschaltung
b) Zeitfunktionen der Ausgangsspannung

Setzt man $r_i = (R_Q + r_D) \ll R_a$ und $r_S \to \infty$ voraus (r_D Durchlaßwiderstand, r_S Sperrwiderstand der Diode), so werden nur die positiven Halbwellen der Wechselspannung $u(t) = \hat{U} \cos \omega t$ auf das RC-Glied geschaltet.

Für den Betrieb sind drei Fälle typisch (vgl. Bild 17.1b):

Fall ① : $C R_a = 0$ wegen $C = 0$.

Die Ausgangsspannung folgt für positive Halbwellen direkt der Wechselspannung, für die negativen Halbwellen ist $U_a = 0$. Es liegt ein Aussteuerfall gemäß Bild 16.2 mit $\Theta = \frac{\pi}{2}$ vor. Der Mittelwert der pulsierenden Gleichspannung ergibt sich zu

$$U_{a\,m} = \frac{\hat{U}}{2\,\pi} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} \cos\,\omega\,t\;d\omega t = \frac{\hat{U}}{\pi}\,. \qquad (17.1)$$

Fall ② : $C R_a = \infty$ wegen $R_a = \infty$.

Nach einem Aufladevorgang stellt sich am Ladekondensator die Spitzenspannung $U_a = \hat{U}$ ein. Der Stromflußwinkel beträgt $\Theta = 0$. Näherungsweise liegt dieser Spezialfall auch für $C R_a \gg T$ vor. Er ist als sog. Spitzengleichrichter bekannt und spielt insbesondere bei der Amplitudendemodulation eine Rolle.

Fall ③ : $0 < C R_a < \infty$.

Der Stromflußwinkel liegt zwischen 0 und π, d. h., während der positiven Halbwellen ist die Diode nur innerhalb der Winkel $(\Theta_2 - \Theta_1)$ geöffnet. Es fließt ein Strom, der den Kondensator nachlädt, um die Ladungsverluste auszugleichen, die während der Zeit auftreten, in der die Diode gesperrt ist. In der Sperrphase $2\,\pi - (\Theta_2 - \Theta_1)$ wird der Ausgangsstrom aus dem im Kondensator gespeicherten Energievorrat geliefert. Als Ausgangsspannung ergibt sich demnach ein Mittelwert $U_{a\,m} < \hat{U}$ und eine überlagerte Brummspannung U_{br} mit der Frequenz der Eingangswechselspannung. Die sog. Welligkeit w,

$$w = \frac{U_{br}}{U_a}\,,$$

steigt mit zunehmender Belastung, d. h. mit abnehmendem $\tau = C R_a$. Die Kurvenform des Stromes im Fall ③ bewegt sich in den durch die Fälle ① und ② gegebenen Grenzen. Daher sinkt auch die Gleichspannung mit steigendem Laststrom vom Spitzenwert $\hat{U}$ (Fall ①) auf $\frac{\hat{U}}{\pi}$ (Fall ②), siehe Bild 17.2, Kurve a.

Gilt dagegen $r_i = (R_Q + r_D) \ll R_a$ nicht, so kommt es nicht mehr zur Aufladung des Kondensators auf $\hat{U}$, so daß auch die Ausgangs-

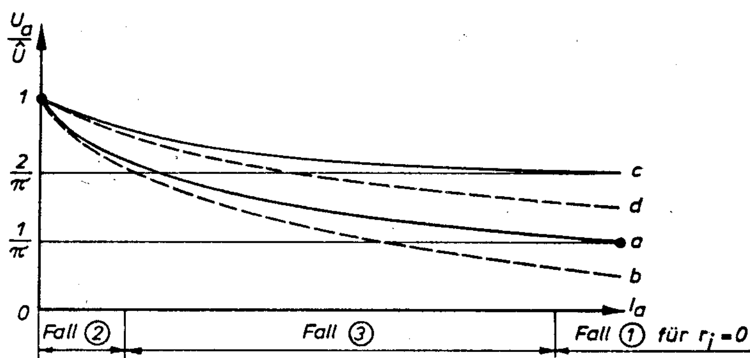


Bild 17.2 Schematische Strom-Spannungs-Kennlinie einer Gleichrichterschaltung
a Einweggleichrichtung $r_i = 0$
b Einweggleichrichtung $r_i \neq 0$
c Zweiweggleichrichtung $r_i = 0$
d Zweiweggleichrichtung $r_i \neq 0$

gleichspannung niedriger liegt (Bild 17.2, Kurve b).

Ein qualitativer Mangel des Einweggleichrichters besteht darin, daß wegen der langen Sperrphasen die Ausgangsgleichspannung U_a bei Belastung relativ stark absinkt und dadurch eine große Welligkeit auftritt.

Verwendet man einen Transformator zur Gewinnung der Gleichrichter-Eingangsspannung aus dem Netz, so bewirkt der in der Sekundärwicklung fließende Gleichstrom I_a eine Vormagnetisierung des Transformatorkernes, die bei der Dimensionierung des Transformators zu beachten ist, um eine Transformatorüberlastung zu vermeiden.

17.2. Zweiweggleichrichter

Eine Zweiweggleichrichtung erreicht man mit der sog. Mittelpunktschaltung nach Bild 17.3a oder der Brückenschaltung (Grätz-Schaltung) nach Bild 17.3b.

Für C R_a = 0 pulsiert die Gleichspannung mit der doppelten Frequenz der steuernden Wechselspannung. Der Mittelwert ist

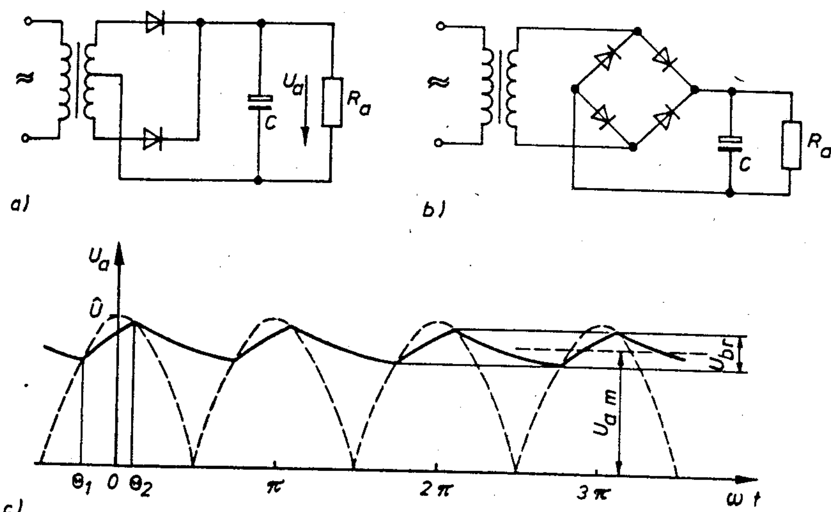


Bild 17.3 a) Mittelpunktschaltung
b) Brückenschaltung
c) Spannungsverläufe beim Zweiweggleichrichter für $r_i > 0$

$$U_{a\,m} = \frac{2\,\hat{U}}{\pi} \quad . \tag{17.2}$$

Für $C\,R_a = \infty$ gilt dagegen wieder $U_a = \hat{U}$.

Der allgemeine Fall (3) ist im Bild 17.3c skizziert. Da die Entladeperioden im Vergleich zur Einweggleichrichterschaltung etwa nur halb so lang sind, sind Brummspannung und Differenz $\hat{U} - U_a$ ebenfalls etwa nur halb so groß.

17.3. Analyse

Die Analyse der Gleichrichterschaltungen ist prinzipiell mit einem Netzwerkanalyseprogramm möglich. Für die meisten Belange sind aber auch Näherungsrechnungen ausreichend. So läßt sich die Diodenkennlinie durch die Knickkennlinie darstellen (vgl. Bild 17.4b), so daß $r_i = R_Q + r_D = R_i$ = konst. gilt.

Bei Verwendung eines Transformators ist

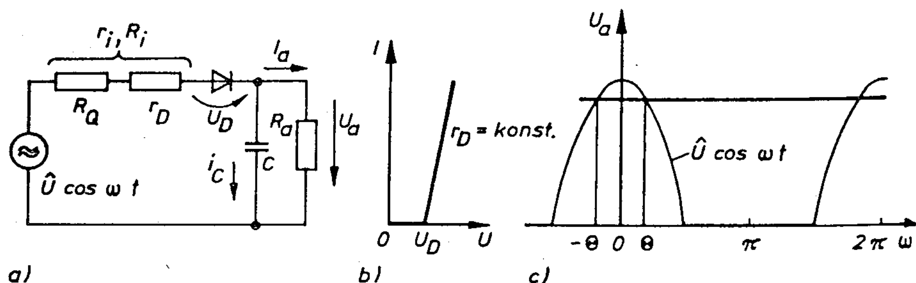


Bild 17.4 a) Ersatzschaltung für einen Gleichrichterzweig
b) Genäherte Diodenkennlinie
c) Genäherter Spannungsverlauf

$$R_Q = R_{sek} + ü^2 R_{prim} \qquad (17.3)$$

zu setzen.

Durch Approximation der Auf- und Entladeverläufe durch Geradenstücke sind über eine recht aufwendige Rechnung die Funktionen $\frac{U_a}{\hat{U}}$ und $\frac{I_a}{\hat{I}}$ sowie die Brummspannung U_{br} bzw. die Welligkeit in Abhängigkeit von C R_a und $\frac{R_a}{R_Q}$ zu bestimmen. Eine starke Vereinfachung ergibt sich, wenn man für die U_a-Berechnung die überlagerte Brummspannung vernachlässigt, also mit
$u_a(t) = U_a = I_a R_a =$ konst. rechnet. Das ist in erster Näherung bei großem Ladekondensator C zulässig, da die Brummspannung als Wechselspannung vorwiegend einen überlagerten Wechselstrom durch die Diode bewirkt.

Die Brummspannung selbst wird nachträglich abgeschätzt.
Die genannte Näherung führt dazu, daß der Stromflußwinkel Θ symmetrisch wird. Setzt man noch $U_D \ll U_a$ voraus, so gilt für $\omega t = \Theta$ gemäß Bild 17.4c

$$\cos \Theta = \frac{U_a}{\hat{U}} \, . \qquad (17.4)$$

Der Gleichstrom durch einen Gleichrichterzweig nach Bild 17.4a ergibt sich mit Gleichung (16.14):

$$I_0 = \frac{1}{2\pi} \int_{-\Theta}^{+\Theta} \frac{\hat{U} \cos \omega t - U_a}{R_i} \, d\omega t \, .$$

Multipliziert man nun mit der Zahl n der Gleichrichterzweige (n = 1 für Einweg-, n = 2 für Zweiweggleichrichtung) und setzt man den erhaltenen Strom dem Gleichstrom $I_a = \frac{U_a}{R_a}$ gleich, so folgt

$$\frac{n}{\pi R_i} \int_0^{\Theta} (\hat{U} \cos \omega t - U_a)\, d\omega t = I_a = \frac{U_a}{R_a} \,. \qquad (17.5)$$

Nach durchgeführter Integration gilt

$$\frac{\hat{U}}{U_a} \sin \Theta - \Theta = \frac{\pi R_i}{n R_a} \,.$$

Ersetzt man sin Θ durch $\sqrt{1 - \cos^2 \Theta}$ und verwendet man die Gleichung (17.4), so erhält man die transzendente Beziehung

$$\sqrt{\left(\frac{\hat{U}}{U_a}\right)^2 - 1} - \arccos \frac{U_a}{\hat{U}} - \frac{\pi R_i}{n R_a} = 0 \,. \qquad (17.6)$$

Die Lösung dieser Gleichung ist im Bild 17.5 dargestellt.

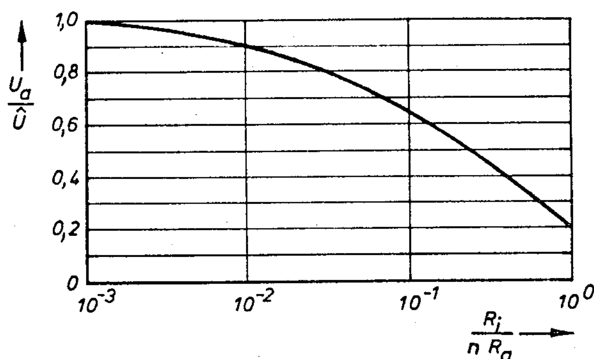


Bild 17.5 Näherungsweise berechneter Verlauf von $\frac{U_a}{\hat{U}} = f\left(\frac{R_i}{n R_a}\right)$.

Soll U_D näherungsweise berücksichtigt werden, so ist $\hat{U}$ durch $(\hat{U} - U_D)$ zu ersetzen.

Mit $I_a R_a = U_a$ läßt sich aus Bild 17.5 die Strom-Spannungs-Kennlinie der Gleichrichterschaltung gewinnen. Sie ist im Bild 17.6 angegeben.

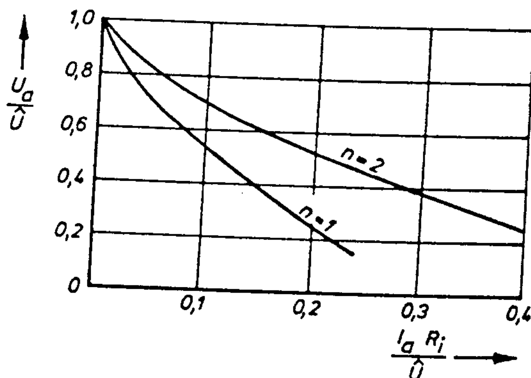


Bild 17.6
Aus Bild 17.5 gewonnene Strom-Spannungs-Kennlinie der Gleichrichterschaltung

Die bisher vernachlässigte Brummspannung läßt sich für kleine Welligkeiten näherungsweise berechnen.

Man nimmt dazu sehr kleine Stromflußwinkel Θ an und nähert die Ausgangsspannung in der im Bild 17.7 gezeigten Weise an.

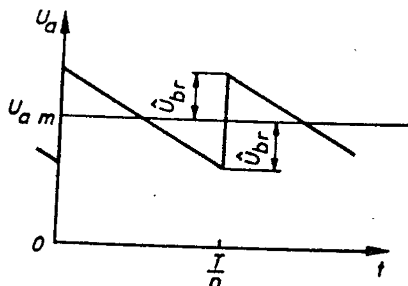


Bild 17.7
Angenommener Verlauf der Ausgangsspannung zur Berechnung der Brummspannung

Danach ist die relative Ladungsänderung am Kondensator C gegeben durch

$$\Delta Q = C \, \Delta U = 2 \, C \, \hat{U}_{br} \, . \quad (17.7)$$

Andererseits gilt aber auch

$$\Delta Q = \frac{I_a \, T}{n} = \frac{I_a}{n \, f} \, ,$$

so daß

$$\hat{U}_{br} = \frac{I_a}{2 \, n \, f \, C} \, . \quad (17.8)$$

Setzt man noch $U_a = I_a R_a$, so ergibt sich für die Welligkeit

$$w = \frac{\hat{U}_{br}}{U_a} = \frac{1}{2 \, n \, f \, C \, R_a} \, . \quad (17.9)$$

Für die Praxis ist die für f = 50 Hz und n = 2 zugeschnittene Größengleichung wichtig:

$$\boxed{\hat{U}_{br}/_V = \frac{I_a/_{mA}}{C/_{\mu F}}} \quad (17.10)$$

Gelegentlich wird auch der Effektivwert der Brummspannung bzw. die sog. Effektivwelligkeit angegeben. Die Effektivwertbildung für eine Sägezahnspannung liefert

$$\tilde{U}_{br} = \frac{\hat{U}_{br}}{\sqrt{3}} \quad \text{bzw.} \quad w_{eff} = \frac{w}{\sqrt{3}} .$$

Die Schaltung nach den Bildern 17.3a, b unterscheiden sich vor allem hinsichtlich der maximalen Sperrspannungsbelastung der Dioden. Während die maximale Spannung, mit der die Dioden der Mittelpunktschaltung in Sperrichtung belastet werden, ca. 2 $\hat{U}$ beträgt, ist sie in der Brückenschaltung nur ca. $\hat{U}$, da jeweils zwei als gleich angenommene Dioden in Reihe liegen.

Die im Transformator bei der Einweggleichrichtung auftretende Vormagnetisierung durch den Gleichstrom entfällt bei den Zweiweggleichrichtern, da sich die Felder der beiden Gleichrichterzweigströme kompensieren.

Bezüglich der leistungsmäßigen Dimensionierung der Transformatoren ist zu beachten, daß der Effektivwert des Sekundärstromes wegen der hohen Ladestromimpulse während der kurzen Diodenöffnungszeiten wesentlich größer sein kann als der entnommene Gleichstrom I_a.

Zur Verdeutlichung der mathematischen Verhältnisse bei der Gleichrichterberechnung diene das folgende Beispiel.

A 17.1 Ein Akkumulator mit der Klemmenspannung $U_L = 6{,}6$ V soll mit einem Ladestrom $I_L = 2{,}5$ A geladen werden. Während der Ladung bleibe U_L konstant.

Berechnen Sie die erforderliche Spitzenspannung $\hat{U}$ der Sekundärseite eines verlustfrei angenommenen Transformators für a) Einweg- und b) Zweiweggleichrichtung! Die verwendeten Dioden haben die Kennlinie

$I = k\,U$ mit $k = 1{,}19$ A/V für $U > 0$,
$I = 0$ für $U \leqq 0$.

L 17.1 Für die Einweggleichrichtung ergibt sich die Schaltung nach Bild 17.8a und ein Aussteuerfall nach Bild 17.8b.

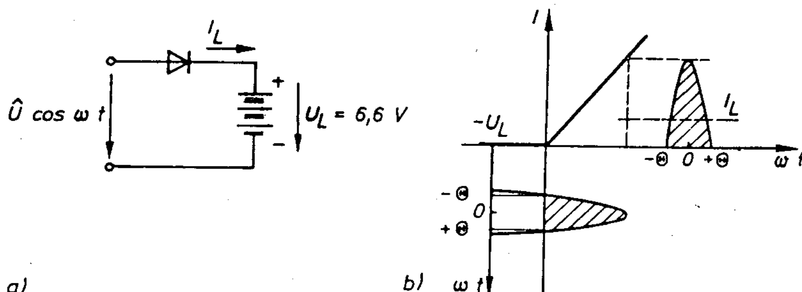


Bild 17.8

Für den Ladestrom I_L gilt mit den Ergebnissen der Tafel 16.1

$$I_L = \frac{k\ \hat{U}}{\pi} \int_0^{\Theta} (\cos\ \omega\ t - \cos\ \Theta)\ d\omega t = \frac{k\ \hat{U}}{\pi} (\sin\ \Theta - \Theta\ \cos\ \Theta)$$

mit $\Theta = \arccos \frac{U_L}{\hat{U}}$.

Die weitere Rechnung liefert $I_L = \frac{k\ U_L}{\pi} (\tan\ \Theta - \Theta)$.

Mit den angegebenen Zahlenwerten ergibt sich die transzendente Gleichung

$$\tan\ \Theta - \Theta \approx 1\ .$$

Mit einer Tangenstabelle findet man relativ schnell eine Näherungslösung bei $\Theta \approx 1{,}13 \approx 65^{\circ}$, mit der sich die gesuchte Spitzenspannung zu

$$\underline{\underline{\hat{U}_{Einweg}}} = \frac{U_L}{\cos\ 65^{\circ}} = \underline{\underline{15{,}6\ V}}$$

ergibt.

Bei Zweiweggleichrichtung gilt logischerweise

$$I_L = \frac{2\ k\ U_L}{\pi} (\tan\ \Theta - \Theta)\ ,$$

so daß sich Θ als Lösung der Gleichung $\tan\ \Theta - \Theta = \frac{1}{2}$

zu

$$\Theta \approx 0{,}976 \approx 56^{o}$$

ergibt, woraus

$$\underline{\underline{\hat{U}_{Zweiweg} = 11{,}8\ V}}$$

folgt.

17.4. Spannungsvervielfacherschaltungen

Für eine Reihe schaltungstechnischer Aufgaben werden relativ hohe Gleichspannungen benötigt, die man zweckmäßigerweise mit Vervielfacherschaltungen gewinnt.

Die einfachste Verdopplerschaltung, die sog. Delon-Schaltung, ist aus dem Einweggleichrichter abgeleitet (Bild 17.9).

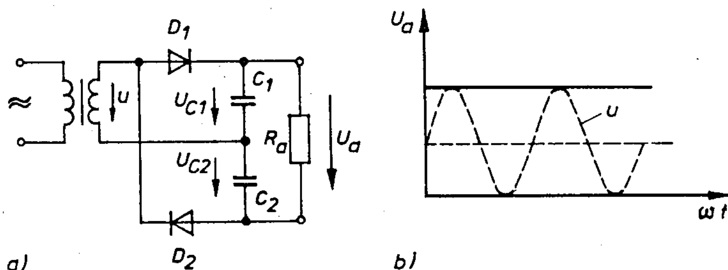


Bild 17.9 a) Delon-Schaltung
b) Spannungsverlauf bei geringer Belastung

Während der positiven Halbwellen arbeiten D_1 und C_1 als Einweggleichrichter, während der negativen Halbwellen D_2 und C_2. Über R_a wird die Summe $U_{C1} + U_{C2} \approx 2\ \hat{U}$ wirksam. Der Nachteil dieser Schaltung, daß der Transformator einseitig nicht an Masse gelegt werden kann, wird bei der sog. Villard-Schaltung (Bild 17.10) vermieden.

Ihre Wirkungsweise sei am Beispiel der leerlaufenden Schaltung erläutert ($R_a = \infty$). Ist $u < 0$, arbeiten D_1 und C_1 als Einweggleichrichter, und C_1 lädt sich auf: $U_{C1} = \hat{U}$. Da die Maschengleichung

$$u_1 = U_{C1} + u = \hat{U} + u$$

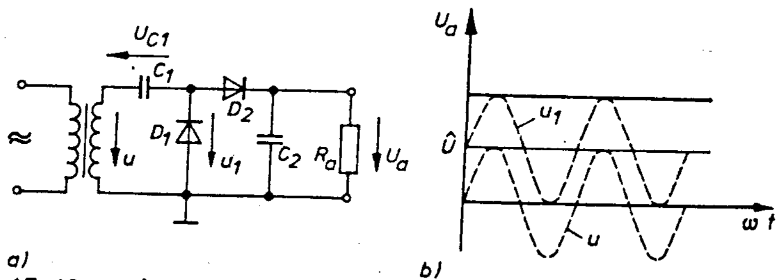


Bild 17.10 a) Villard-Schaltung
b) Spannungsverläufe bei geringer Belastung

gilt, überlagert sich die Wechselspannung u einer Gleichspannung vom Betrag $\hat{U}$. Infolge des unbelastet angenommenen Gleichrichters D_2 und C_2 lädt sich C_2 auf den Spitzenwert von u_1 auf:

$$U_a = \hat{U}_1 = 2\,\hat{U}\ .$$

Wird die Schaltung belastet, so wird C_2 teilweise entladen. Diese Ladungsverluste werden durch eine Entladung von C_1 gedeckt, C_1 wird dann über D_1 nachgeladen.

Der Vorteil dieser Schaltung besteht vor allem darin, daß das Prinzip der Spannungsaufstockung mehrmals angewendet werden kann. Man gelangt so zur Kaskaden- oder Greinacher-Schaltung (Bild 17.11), mit der Ausgangsspannungen von $U_a = 2\,n\,\hat{U}$ erreicht werden können.

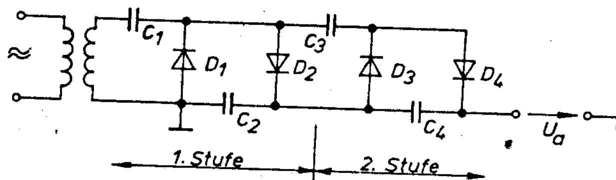


Bild 17.11 Greinacher-Schaltung (n = 2)

17.5. Meßgleichrichter

Eine häufige Meßaufgabe besteht darin, den Spitzenwert oder den Effektivwert einer Wechselspannung zu messen.

Für die Spitzenwertmessung einer sinusförmigen Wechselspannung der Frequenz f eignet sich die Einweggleichrichterschaltung

nach Bild 17.1a, wenn $C R_a \gg \frac{1}{f}$ gewählt wird. Soll eine direkte Anzeige durch ein Drehspulinstrument erfolgen, so eignet sich die Schaltung nach Bild 17.12a.

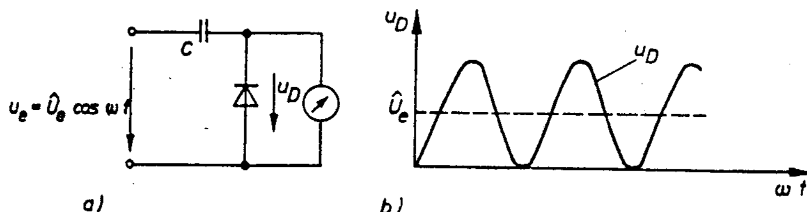


Bild 17.12 a) Meßgleichrichterschaltung mit direkter Anzeige
b) Spannungsverläufe zu a

Der Kondensator C lädt sich auf $\hat{U}_e$ auf, und am Drehspulinstrument liegt die Summe $\hat{U}_e + u_e$ an (vgl. Bild 17.12b). Das Instrument integriert über die Zeit und zeigt als arithmetischen Mittelwert $U_m = \hat{U}_e$ an.

Bei reinen Sinusspannungen kann auch die direkte Messung des arithmetischen Mittelwertes der gleichgerichteten Halbwellen mit einem Drehspulinstrument erfolgen (vgl. Gleichung (17.1)). Die "Spitzen-Spitzen-Spannung" U_{SS} ist mit der Villard-Schaltung nach Bild 17.1a meßbar, wenn anstelle des Widerstandes R_a ein Spannungsmesser eingeschaltet wird.

17.6. Sieb- und Stabilisierungsschaltungen

Wie in den vorangegangenen Abschnitten gezeigt wurde, sind die mit den Netzgleichrichtern erzeugten Gleichspannungen zwangsläufig mit Brummspannungen der Frequenzen 50 Hz oder 100 Hz behaftet und netzspannungs- und lastabhängigen Schwankungen unterworfen. Bevor mit diesen eine Versorgung elektronischer Schaltungen möglich ist, müssen in der Regel spezielle Sieb- und Stabilisierungsmaßnahmen getroffen werden.

Wo an die Konstanz und Lastabhängigkeit der Gleichspannungen keine hohen Forderungen gestellt werden, genügen meist einfache RC- oder LC-Tiefpässe zur Verminderung der Brummspannungen.

Um außer den Brummspannungen auch die erheblich niederfrequenteren Netzspannungs- und Belastungsschwankungen "aussieben" zu können, werden oft aktive Schaltungen eingesetzt. In diesem Zusammenhang spricht man dann richtiger von Stabilisierungsschaltungen.

17.6.1. RC- und LC-Siebschaltungen

Zwischen Gleichrichter mit Ladekondensator C_L und Last wird ein RC- oder LC-Siebtiefpaß (Bild 17.13) oder eine mehrgliedrige Tiefpaßkette geschaltet.

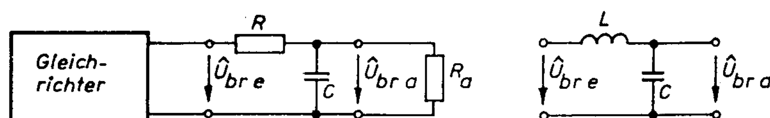


Bild 17.13 RC- oder LC-Siebtiefpaß

Da der Lastwiderstand R_a praktisch wesentlich größer als der Blindwiderstand $\frac{1}{\omega C}$ ist, läßt sich der sog. Glättungs- oder Siebfaktor G aus dem als unbelastet angenommenen Spannungsteiler berechnen. Man erhält für den RC-Tiefpaß

$$G_{RC} = \left| \frac{\hat{U}_{br\,e}}{\hat{U}_{br\,a}} \right| = \sqrt{\omega^2 R^2 C^2 + 1} \approx \omega R C \quad \text{für } \omega R C \gg 1 \qquad (17.11)$$

bzw. für den LC-Tiefpaß

$$G_{LC} = \left| \frac{\hat{U}_{br\,e}}{\hat{U}_{br\,a}} \right| = (\omega^2 L C - 1) \approx \omega^2 L C \quad \text{für } \omega^2 L C \gg 1 \,. \qquad (17.12)$$

Der RC-Tiefpaß hat den Nachteil, daß R in Reihe zum Innenwiderstand des Gleichrichters liegt und außer zu einer verstärkten Lastabhängigkeit der Ausgangsspannung auch zu unerwünschten Verkopplungen der einzelnen angeschlossenen Stufen führen kann. Beim LC-Tiefpaß tritt zwar kaum ein nennenswerter Gleichspannungsabfall über der Induktivität auf, aber die Drossel ist aus mehreren anderen Gründen nachteilig.

17.6.2. Z-Dioden-Stabilisierungsschaltung

Mit einer Z-Diode (Bild 17.14a) lassen sich im Vergleich zu den o. g. Siebschaltungen wesentlich bessere Ergebnisse erzielen.

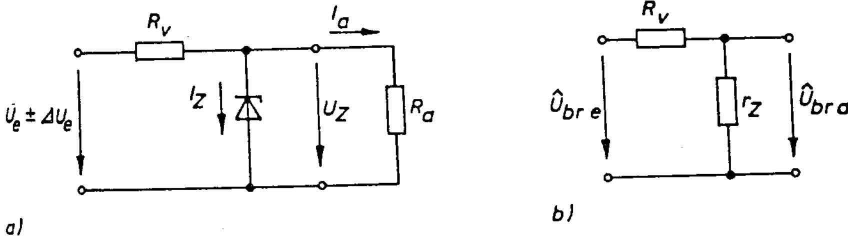


Bild 17.14 a) Stabilisierungsschaltung mit Z-Diode
b) Ersatzschaltung für Brummspannungen

Die Ausgangsspannung wird, bei geeigneter Dimensionierung von R_v, gegen Lastschwankungen im Bereich von $I_{a\,min}$ bis $I_{a\,max}$ und gegen Eingangsspannungsschwankungen $\pm\Delta U_e$ einschließlich der Brummspannungen stabilisiert.

Für letztere wird der Spannungsteiler R_v, r_Z wirksam (vgl. Bild 17.14b), so daß sich ein Glättungsfaktor

$$G_Z = \left| \frac{\hat{U}_{br\,e}}{\hat{U}_{br\,a}} \right| = 1 + \frac{R_v}{r_Z} \approx \frac{R_v}{r_Z} \qquad (17.13)$$

ergibt.

Allgemein gilt die Maschengleichung:

$$U_e = (I_Z + I_a)\, R_v + U_Z \,. \qquad (17.14)$$

Für die Dimensionierung der Schaltung sind folgende Grenzbedingungen einzuhalten:

1. Für die größtmögliche Eingangsspannung $U_{e\,max} = U_e + \Delta U_e$ und den kleinstmöglichen Laststrom $I_{a\,min}$ darf der maximal zulässige Z-Strom $I_{Z\,max} = \frac{P_{Z\,max}}{U_Z}$ nicht überschritten werden, d. h., der Widerstand R_v muß mindestens den Wert

$$R_{V\,min} = \frac{U_{e\,max} - U_Z}{I_{Z\,max} + I_{a\,min}} \tag{17.15}$$

besitzen, um die Z-Diode vor thermischer Überlastung zu schützen.

2. Für die minimal zur Verfügung stehende Eingangsspannung $U_{e\,min} = U_e - \Delta U_e$ und den maximalen Laststrom $I_{a\,max}$ darf der minimal zulässige Z-Strom $I_{Z\,min}$ nicht unterschritten werden, d. h., der Widerstand R_V darf höchstens den Wert

$$R_{V\,max} = \frac{U_{e\,min} - U_Z}{I_{Z\,min} + I_{a\,max}} \tag{17.16}$$

annehmen, damit die Z-Diode nicht in den Sperrzustand übergeht.

Für R_V muß also gelten:

$$R_{V\,min} \leqq R_V \leqq R_{V\,max} \,. \tag{17.17}$$

A 17.2 Berechnen Sie aus den Gleichungen (17.15) und (17.16) die maximal zulässige relative Eingangsspannungsänderung $\frac{\Delta U_e}{U_e}$!

L 17.2 Läßt man $R_{V\,min}$ mit $R_{V\,max}$ zusammenfallen, so kann die volle Variationsbreite, die zwischen $(I_{Z\,min} + I_{a\,max})$ einerseits und $(I_{Z\,max} + I_{a\,min})$ andererseits zur Verfügung steht, für das Abfangen der dann maximalen Eingangsspannungsänderung U_e genutzt werden.

Aus den Gleichungen (17.15) und (17.16) folgt für $R_{V\,min} = R_{V\,max}$

$$\frac{\Delta U_e}{U_e} = \left(1 - \frac{U_Z}{U_e}\right) \frac{(I_{Z\,max} - I_{Z\,min}) - (I_{a\,max} - I_{a\,min})}{I_{Z\,max} + I_{Z\,min} + I_{a\,max} + I_{a\,min}} \,. \tag{17.18}$$

Für die praktische Dimensionierung von Z-Dioden-Stabilisierungsschaltungen spielt auch der sog. Stabilisierungsfaktor S eine Rolle. Er ist definiert als

$$S = \frac{\frac{\Delta U_e}{U_e}}{\frac{\Delta U_a}{U_a}} = \frac{\Delta U_e}{\Delta U_a} \cdot \frac{U_a}{U_e} \; . \qquad (17.19)$$

Der erste Term ist mit dem Glättungsfaktor G_Z nach Gleichung (17.13) identisch, so daß folgt

$$S = \frac{R_V}{r_Z} \cdot \frac{U_a}{U_e} \; .$$

Für die Eliminierung von R_V verwendet man die Gleichung (17.14) und erhält schließlich

$$S = \frac{U_a}{r_Z\,(I_Z + I_a)} \left(1 - \frac{U_a}{U_e}\right). \qquad (17.20)$$

In dieser Beziehung sind $U_a = U_Z$, I_a, r_Z und I_Z durch die gestellten Forderungen und die verwendete Z-Diode bestimmt. Ein Freiheitsgrad besteht noch in der Wahl von U_e. Diese Spannung sollte im Interesse eines großen Stabilisierungsfaktors möglichst groß gegenüber U_a sein.

Sollte die Stabilisierung mit der Schaltung nach Bild 17.14a noch nicht ausreichen, können mehrere solcher Schaltungen in Kette geschaltet werden. In diesem Fall multiplizieren sich die Teilstabilisierungsfaktoren nach Gleichung (17.20), und es gilt

$$S_{ges} = S_1 \, S_2 \, S_3 \, \ldots$$

Auf diese Weise sind Werte von S_{ges} in der Größenordnung von 10^4 bis 10^5 erreichbar.

Die Z-Dioden-Stabilisierung arbeitet mit einem schlechten Wirkungsgrad, da im Falle minimaler Last, z. B. bei fehlender Aussteuerung einer Gegentakt-B-Stufe, ein maximaler Z-Strom fließt, so daß an R_V und der Z-Diode eine erhebliche Leistung umgesetzt wird.

Die maximalen Verlustleistungen von Z-Dioden liegen aber lediglich im Bereich von einigen 10^2 mW. Aus diesen Gründen bleibt die Z-Dioden-Stabilisierung nur bei relativ kleinen Ausgangsströmen von einigen 10^2 mA anwendbar.

17.7. Stabilisierte Netzgeräte

17.7.1. Spannungsstabilisierung mit Emitterfolger

Im Bild 17.15 ist die Prinzipschaltung zur Stabilisierung mit einem Emitterfolger angegeben. Gelegentlich spricht man auch von einer Spannungsstabilisierung mit gesteuertem "Längstransistor".

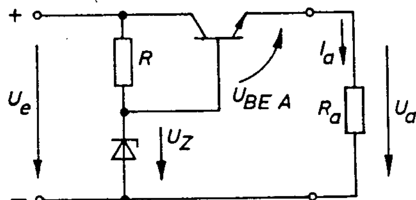


Bild 17.15
Spannungsstabilisierungsschaltung mit Emitterfolger

In dieser Schaltung bestimmt die Z-Diode die Ausgangsspannung nicht mehr direkt, sondern in Verbindung mit U_a nur die Steuerspannung $U_{BE\ A}$ für den Transistor.

Da diese Spannung weitgehend lastunabhängig ist, gilt auch für die Ausgangsspannung

$$U_a = (U_Z - U_{BE\ A}) \approx \text{konst.}$$

Bei geringer Belastung des Ausganges muß nun die Z-Diode nicht mehr den ganzen Strom übernehmen, sondern nur den um $\frac{1}{B}$ kleineren Basisstrom des Transistors.

Der Ausgangswiderstand der Schaltung ist durch den Ausgangswiderstand des Emitterfolgers gegeben. Er beträgt

$$r_a \approx \frac{r_{BE}}{b} \approx \frac{U_T}{I_a} .$$

Eine wesentliche Verbesserung der obigen Schaltung läßt sich prinzipiell dadurch erreichen, daß die den Transistor steuernde Spannung $U_{BE\ A}$ über eine Gegenkopplungsschleife von der Ausgangsspannung U_a abgeleitet wird. Auf diesem Wege gelangt man, je nach Aufwand, zu den verschiedenen Ausführungsformen geregelter Netzgeräte.

Im folgenden Abschnitt kann jedoch nur auf das Prinzip eingegangen werden.

17.7.2. Stabilisierte Netzgeräte mit Regelverstärker

Die sich aus den Standardschaltungen des gegengekoppelten Operationsverstärkers ergebenden Prinzipschaltungen sind im Bild 17.16 angegeben (vgl. auch Abschnitt 13.5.2., Lehrbrief 5).

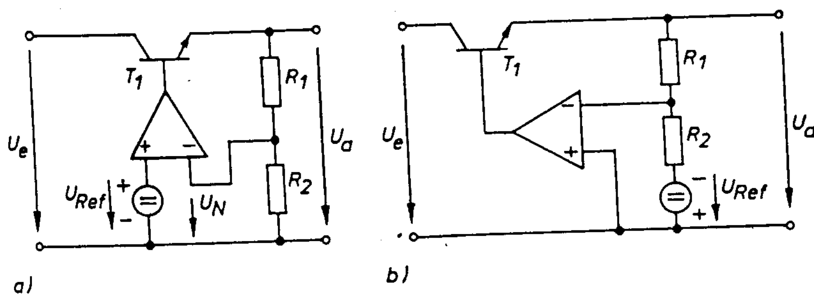


Bild 17.16 Stabilisiertes Netzgerät
a) mit Elektrometerverstärker
b) mit Umkehrverstärker

Die Referenzspannung U_{Ref} kann im Fall von Bild 17.16a aus U_a selbst durch eine Z-Dioden-Schaltung gewonnen werden.

Wegen des als ideal angenommenen OV im Bild 17.16a wird der Spannungsteiler (R_1, R_2) nicht belastet, die über R_2 abfallende Spannung U_N ist wegen $U_{Diff} \approx 0$ gleich der Referenzspannung U_{Ref}, so daß gilt

$$\boxed{U_a = U_{Ref}\left(1 + \frac{R_1}{R_2}\right)} \qquad (17.21)$$

Entsprechendes ergibt sich für die Schaltung nach Bild 17.16b:

$$\boxed{U_a = U_{Ref}\,\frac{R_1}{R_2}} \qquad (17.22)$$

Durch den Einsatz regelbarer Widerstände läßt sich die Ausgangsspannung U_a in der Schaltung nach Bild 17.16a zwischen ($U_e - U_{CE1\,min}$) und U_{Ref}, in der Schaltung nach Bild 17.16b zwischen ($U_e - U_{CE1\,min}$) und Null regeln.

Die entscheidenden Vorteile bei der Verwendung von Regelverstärkern sind, daß infolge der Gegenkopplung Schwankungen von

U_a auf das 1/g-fache vermindert werden, wobei gilt

$$g \approx |k\ v| = v_{Diff} \frac{R_2}{R_1 + R_2} \ . \qquad (17.23)$$

Das betrifft Schwankungen infolge sich ändernder Eingangsspannung,

$$\frac{\Delta U_a}{\Delta U_e} \approx \frac{1}{g} \ , \qquad (17.24)$$

und solche infolge sich ändernden Laststromes,

$$\frac{\Delta U_a}{\Delta I_a} = r'_a \approx \frac{r_{a\ EF}}{g} \ . \qquad (17.25)$$

Besondere Aufmerksamkeit bei der Dimensionierung verdient der sog. Längstransistor T_1. Er wird oft als Darlingtonschaltung bzw. als komplementäre Darlingtonschaltung realisiert. Das hat den Vorteil, daß die vom OV zu liefernden Steuerströme kleiner sein können.

Bild 17.17
Dimensionierungsgrenzen für T_1

Unter Berücksichtigung der Schwankungen der Eingangsspannung und des Ausgangsstromes sind für T_1 folgende Dimensionierungsgesichtspunkte zu beachten (vgl. Bild 17.17):

$$U_{CE1\ min} = U_{e\ min} - U_{a\ max} \geqq (1 \ldots 2)\ V\ ,$$

$$U_{CE1\ max} = U_{e\ max} - U_{a\ min} \leqq U_{CE1\ zuläss.}\ ,$$

$$I_{C1\ max} = I_{a\ max} \leqq I_{C1\ zuläss.}\ ,$$

$$I_{C1\ max}\, U_{CE1\ max} \leqq P_{V\ zuläss.}\ .$$

Die einfachste Realisierung des Prinzips nach Bild 17.16a ist im Bild 17.18 angegeben.

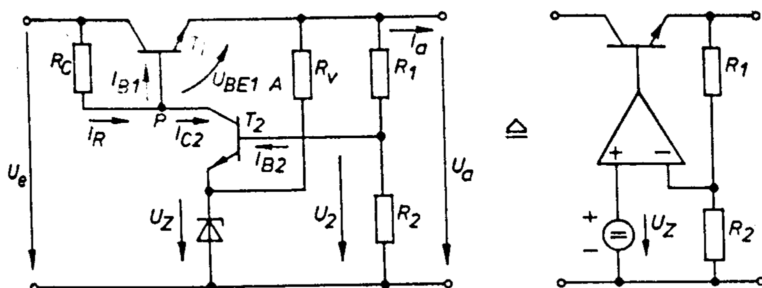


Bild 17.18 Stabilisierungsschaltung mit einfachem Regelverstärker

Der OV wird hier lediglich durch einen Transistor T_2 gebildet (vgl. Abschnitt 4.2., Lehrbrief 1).

Unter Vernachlässigung des Basisstromes von T_2 gilt die Maschengleichung

$$U_Z + U_{BE2\ A} = U_a \frac{R_2}{R_1 + R_2} ,$$

so daß folgt

$$U_a = (U_Z + U_{BE2\ A}) \left(1 + \frac{R_1}{R_2}\right) . \qquad (17.26)$$

Faßt man U_a als Funktion von U_e und I_a sowie über $U_Z + U_{BE2\ A}$ als Funktion der Temperatur ϑ auf,

$$U_a = f(U_e, I_a, \vartheta) ,$$

so gibt das totale Differential die Abhängigkeit von den einzelnen Einflußgrößen an:

$$\Delta U_a = \frac{\partial U_a}{\partial U_e} \Delta U_e + \frac{\partial U_a}{\partial I_a} \Delta I_a + \frac{\partial U_a}{\partial \vartheta} \Delta \vartheta . \qquad (17.27)$$

Mit dem Temperaturdurchgriff $D_T = - \frac{\partial U_{BE}}{\partial \vartheta}$ (vgl. Abschnitt 8.1., Lehrbrief 2), dem Temperaturkoeffizienten der Z-Spannung

$TK_{UZ} = \frac{\partial U_Z}{\partial \vartheta} \cdot \frac{1}{U_Z}$ und der Gleichung (17.26) ergibt sich

$$\frac{\partial U_a}{\partial \vartheta} = \frac{\partial U_a}{\partial (U_Z + U_{BE2\ A})} \cdot \frac{\partial (U_Z + U_{BE2\ A})}{\partial \vartheta}$$

$$= \left(1 + \frac{R_1}{R_2}\right)(TK_{UZ}\ U_Z - D_T) \ . \qquad (17.28)$$

Für Z-Spannungen größer als 6 V ist TK_{UZ} positiv (vgl. Abschnitt 7.2., Lehrbrief 2), so daß gegebenenfalls eine Kompensation von TK_{UZ} mit D_T erfolgen kann.

Eine andere Möglichkeit der Kompensation besteht darin, TK_{UZ} möglichst klein zu wählen ($U_Z \approx 6$ V) und die Temperaturabhängigkeit von $U_{BE2\ A}$ durch Dioden im Spannungsteiler zu kompensieren.

Der Differentialquotient $\frac{\partial U_a}{\partial U_e}$ entspricht mit der Nebenbedingung I_a = konst. der Kleinsignalleerlaufverstärkung mit Gegenkopplung:

$$\frac{\partial U_a}{\partial U_e} = \frac{u_a}{u_e} = v' \qquad (17.29)$$

mit $\Delta I_a = i_a = 0$.

Für den Differentialquotienten $\frac{\partial U_a}{\partial I_a}$ mit U_e = konst. ergibt sich der Kleinsignalkurzschlußausgangswiderstand mit Gegenkopplung:

$$\frac{\partial U_a}{-\partial I_a} = \frac{u_a}{-i_a} = r'_a \qquad (17.30)$$

mit $\Delta U_e = u_e = 0$.

Eine genaue Berechnung von v' und r'_a ist z. B. über die Kleinsignalersatzschaltung zu Bild 17.18 möglich. Mit bestimmten Näherungen, z. B. $r_{CE1} = r_{CE2} \rightarrow \infty$, lassen sich v' und r'_a auch direkt aus dem Bild 17.18 berechnen.

Es gilt die Maschengleichung

$$u_a = u_e - i_R\ R_C - u_{BE1} \ . \qquad (17.31)$$

Für die v'-Berechnung nach Gleichung (17.29) kann neben $i_a \approx 0$ wegen $U_a \approx$ konst. auch

$$\Delta I_{C1} = i_{C1} \approx 0 \Longrightarrow i_{B1} \approx 0 \Longrightarrow u_{BE1} \approx 0 \qquad (17.32)$$

genähert werden. Damit und für $r_{BE2} \ll R_1$, R_2 lautet die Knotengleichung für den Punkt P

$$i_R \approx i_{C2} \approx b_2\, i_{B2} \approx \frac{b_2\, u_a}{R_1}. \qquad (17.33)$$

Setzt man Gleichung (17.33) in Gleichung (17.31) ein und vergleicht mit Gleichung (17.24), so folgt

$$\frac{u_a}{u_e} \approx \frac{1}{1 + \frac{b_2\, R_C}{R_1}} = \frac{1}{g}\,. \qquad (17.34)$$

Mit der für praktische Fälle gültigen Näherung $b_2\, R_C \gg R_1$ folgt

$$\frac{\partial U_a}{\partial U_e} = \frac{u_a}{u_e} \approx \frac{R_1}{b_2\, R_C}\,. \qquad (17.35)$$

Für die r_a'-Berechnung nach Gleichung (17.30) gilt dagegen

$$u_{BE1} \approx r_{BE1}\, i_{B1} \approx \frac{r_{BE1}\, i_{C1}}{b_1} \qquad (17.36)$$

und

$$i_R = \frac{i_{C1}}{b_1} + b_2\, i_{B2} \approx \frac{i_{C1}}{b_1} + \frac{b_2\, u_a}{R_1}\,. \qquad (17.37)$$

Setzt man die Gleichungen (17.36) und (17.37) in Gleichung (17.31) ein, so folgt unter Bestätigung von Gleichung (17.25)

$$\frac{u_a}{-i_{C1}} = r_a'^{*} \approx \frac{\frac{r_{BE1} + R_C}{b_1}}{1 + \frac{b_2\, R_C}{R_1}} \approx \frac{r_{a\,EF}}{g}\,. \qquad (17.38)$$

Mit Bild 17.18 gilt in sehr guter Näherung
$r_a' \approx r_a'^{*} \parallel R_V \parallel R_1 \approx r_a'^{*}$.

Bei stark veränderlichem U_e und/oder U_a und/oder I_a ist bezüglich der Dimensionierung von R_C ein Kompromiß zu schließen. Ein sehr kleiner Längsspannungsabfall $U_{CE1\,min}$ würde ein kleines R_C erfordern, damit über R_C der Strom $\frac{I_a}{B_1}$ zur Verfügung ge-

stellt werden kann. Bei großem U_{CE1} und kleinem Strom I_a würde aber dann ein unerwünscht großer Strom I_{C2} auftreten. Für stark veränderliche Spannungen und Ströme wird deshalb $U_{CE1\,min}$ in der Größenordnung von einigen Volt gewählt (vgl. Grenzwerte zu Bild 17.17). Dann gilt aber $R_C \gg r_{BE1}$. Mit dieser Bedingung folgt aus Gleichung (17.38) schließlich

$$\frac{\partial U_a}{-\partial I_a} = \frac{u_a}{-i_a} \approx \frac{R_1}{b_1\, b_2} \,. \qquad (17.39)$$

Die Beziehungen (17.35) und (17.39) werden für die Dimensionierung von R_C und R_1 benötigt. R_2 ergibt sich aus dem zu realisierenden Teilerverhältnis (vgl. Gleichung (17.26)). Für den Widerstand R_V gelten die Gesichtspunkte wie bei der Dimensionierung der Z-Dioden-Stabilisierung.

Zur Abrundung der Ausführungen über die stabilisierten Netzgeräte seien noch einige einfache Schaltungsprinzipien zur Laststrombegrenzung und zur Sicherung der Kurzschlußfestigkeit erwähnt. Solche Maßnahmen sind zum Schutz des Längstransistors T_1 notwendig, in dem z. B. bei Kurzschluß die Leistung $U_e\, I_{a\,kurz}$ umgesetzt werden müßte.

In gewissem Maße ist ein Schutz durch besonders schnell ansprechende Schmelzsicherungen möglich. Bevorzugt werden jedoch allgemein die trägheitslos arbeitenden elektronischen Schutzschaltungen.

Das einfachste Prinzip ist im Bild 17.19a angegeben.

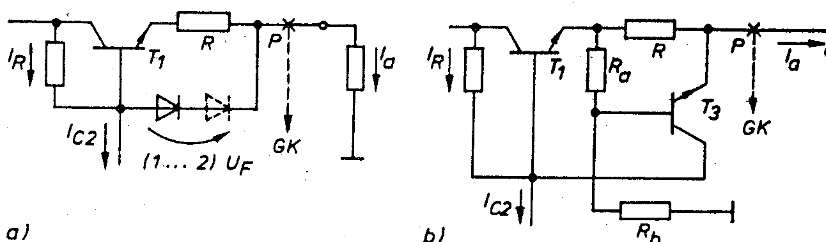


Bild 17.19 Einfache elektronische Sicherung
a) mit Diode,
b) mit Transistor

Wenn der Spannungsabfall über dem Widerstand R

$$I_a R \geqq U_F - U_{BE1}$$

ist, öffnet die Diode und begrenzt damit den Basisstrom von T_1. In der Schaltung nach Bild 17.19b wird der Transistor T_3 für den Fall

$$U_{BE3} = I_{a\ max} R - U_{Ra} \geqq U_F \approx 0{,}5\ V$$

leitend und übernimmt den Steuerstrom $(I_R - I_{C2})$, so daß ebenfalls eine Begrenzung von I_{B1} bzw. I_a eintritt.

Für praktische Dimensionierungen gilt

$$R_a = 0 \ldots 1\ k\Omega,$$

$$R_b = 10\ k\Omega \ldots,$$

$$R = \frac{U_{BE3} + U_{Ra}}{I_{a\ max}} = \frac{1}{I_{a\ max}} \left(U_{BE3} + U_a \frac{R_a}{R_a + R_b} \right) .$$

Bei Kurzschluß wird der Strom auf den Wert

$$I_{a\ kurz} = \frac{U_{BE3}}{R}$$

begrenzt.

Damit der Serienwiderstand R den Ausgangswiderstand der Stabilisierungsschaltung nicht vergrößert, muß der Abgriff der Gegenkopplungsspannung direkt am Lastwiderstand erfolgen (Punkt P im Bild 17.19b).

Soll nach der Beseitigung des Kurzschlusses der Strom nicht selbständig wieder eingeschaltet werden, verwendet man z. B. ein Flip-Flop, das beim Überschreiten der Schwelle $I_{a\ max} R$ anspricht und den Längstransistor T_1 solange sperrt, bis ein Rücksetzsignal erfolgt.

Die Vorteile des Prinzips der Serienstabilisierung nach Bild 17.16 haben zu seiner weiten Verbreitung geführt. Dazu haben auch die integrierten Spannungsregler, die nach dem gleichen Prinzip arbeiten, wesentlich beigetragen. Diese Schaltkreise, wie z. B. der MAA 723 von Tesla, enthalten eine einstellbare Referenzspannungsquelle, den Regelverstärker, den Längstran-

sistor oder einen zur Ansteuerung eines externen Transistors geeigneten Ausgang sowie eine elektronische Überlastsicherung.

Die integrierten Spannungsregler mit internem Stellglied sind vor allem für die dezentrale Stromversorgung von Interesse. Mit ihnen ist die Versorgung einzelner Baugruppen, Teilschaltungen oder Leiterplatten nicht nur einfach möglich, sondern auch ökonomisch vertretbar.

Der Hauptvorteil dieser dezentralen Stromversorgung ist die Vermeidung parasitärer Verkopplungen, wie sie bei einer zentralen Stromversorgung zwischen einzelnen Baugruppen über den Innenwiderstand der gemeinsamen Stromversorgungseinrichtung auftreten.

17.7.3. Gleichspannungswandler und Schaltnetzteile

Bei den bisher behandelten stabilisierten Netzgeräten sind die hohe thermische Belastung des im A-Betrieb arbeitenden Längstransistors und der daraus resultierende geringe Gesamtwirkungsgrad nachteilig. Günstigere Verhältnisse erreicht man mit den Schaltnetzteilen. Deren wesentlichster Bestandteil sind die Gleichspannungswandler oder Transverter.

Diese sind dadurch gekennzeichnet, daß ein Transistor im Schalterbetrieb Energie an eine Drossel oder einen Transformator liefert, die über Diodenschaltungen an den Verbraucher abgegeben wird. Das Verhältnis Eingangs- zu Ausgangsspannung läßt sich durch das Windungsverhältnis des Transformators bestimmen, aber auch durch das Tastverhältnis des Schalters beeinflussen, was für die Regelung der Ausgangsspannung sehr wichtig ist.

17.7.3.1. Grundschaltungen von Gleichspannungswandlern

Die einfachste Ausführung liegt beim Sperrwandler mit Querdrossel vor (Bild 17.20a). Im Einzustand des Schalttransistors S liegt die Drossel an U_e; i_1 und der magnetische Fluß Φ nehmen zeitlinear zu:

$$\frac{di_1}{dt} = \frac{1}{L} U_e \;. \qquad (17.40)$$

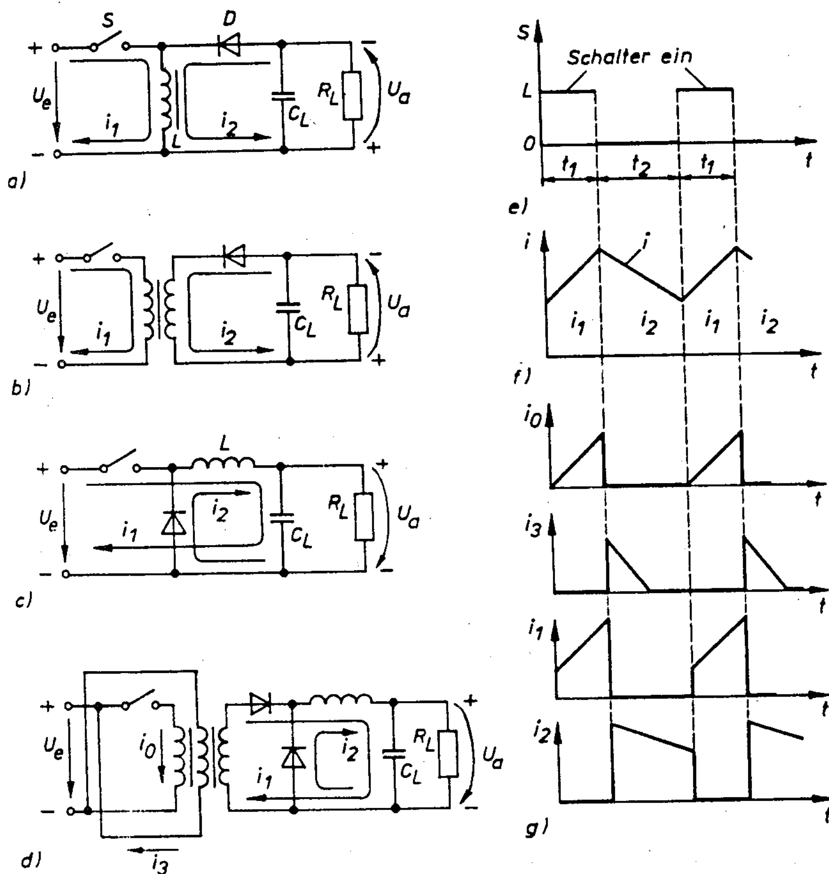


Bild 17.20 Grundschaltungen von Gleichspannungswandlern
a) Sperrwandler mit Querdrossel
b) Sperrwandler mit Transformator
c) Flußwandler mit Längsdrossel
d) Flußwandler mit Transformator
e) Schalterdiagramm
f) Strom- (und Fluß-)Diagramm zu a bis c
g) Teilströme zu d

Es wird zunehmend magnetische Energie gespeichert. Im Ausschaltmoment fließt der Drosselstrom $i = i_1$ als i_2 weiter (s. Bild 17.20f). Strom i_2 und Fluß nehmen im Auszustand zeitlinear ab,

$$\frac{di_2}{dt} = - \frac{1}{L} U_a \text{ ,} \qquad (17.41)$$

das Vorzeichen der Drosselspannung wechselt, Energie wird an den Ladekondensator C_L abgegeben. Im stationären Betrieb müssen die beiden Gesamtstromänderungen gleich sein,

$$\frac{di_1}{dt} t_1 = - \frac{di_2}{dt} t_2 , \qquad (17.42)$$

so daß mit den Gleichungen (17.40) und (17.41) folgt

$$\frac{U_a}{U_e} = \frac{t_1}{t_2} . \qquad (17.43)$$

Wegen der linearen Verläufe sind die Mittelwerte von i_1 und i_2 innerhalb der jeweiligen Stromflußzeiten gleich, nämlich $\frac{i_{max} + i_{min}}{2}$. Daher gilt für die Gleichströme

$$\frac{I_a}{I_e} = \frac{t_2}{t_1} . \qquad (17.44)$$

Aus den Gleichungen (17.43) und (17.44) folgt hier wie bei allen als ideal angenommenen Wandlern ein Wirkungsgrad von 100 %, der auch bei Änderung des Tastverhältnisses z. B. durch Regelung bestehen bleibt.

Praktisch ist das Spannungsverhältnis nur in gewissen Grenzen durch das Tastverhältnis $\frac{t_1}{t_2}$ bestimmbar, da bei extremen Tastverhältnissen infolge der endlichen Ein- und Ausschaltzeiten des Transistors der Wirkungsgrad fällt. In der Literatur wird für den Wandler mit Querdrossel $U_a \leqq U_e$ angegeben.

Ein weitgehend beliebiges Spannungsverhältnis und galvanische Trennung wird durch den Übergang zum Sperrwandler mit Transformator nach Bild 17.20b ermöglicht. Für einen idealen Transformator mit dem Windungsverhältnis $ü = \frac{n_2}{n_1} = 1$ bleibt das bisher Gesagte voll gültig. Für beliebiges ü ist nur Gleichung (17.43) auf der rechten Seite durch ü, Gleichung (17.44) durch $\frac{1}{ü}$ zu ergänzen.

Gegenstück zu den bisher besprochenen Sperrwandlern sind die Flußwandler. Der einfachste ist der mit Längsdrossel nach Bild 17.20c. Im Einzustand läßt $U_e - U_a$ Strom und Fluß zeit-

linear ansteigen (Energieabgabe an Drossel und an Ladekondensator), im Auszustand treibt die Drossel den Strom, linear abnehmend, gegen U_a weiter (Energieabgabe an Ladekondensator). Dann gilt wieder Bild 17.20f, und es ergibt sich, wie man leicht nachrechnen kann,

$$\frac{U_a}{U_e} = \frac{t_1}{t_1 + t_2} < 1 \; .$$

Soll zur Veränderung des Spannungsverhältnisses oder zur galvanischen Trennung ein Transformator eingesetzt werden, dann ist die Schaltung nach Bild 17.20d erforderlich. Dort erlaubt eine dritte Wicklung die Fortsetzung des Transformatorstromes durch i_3 und damit die Kontinuität des Transformatorflusses im Auszustand (Bild 17.20g). Im Einzustand wird Energie an den Transformator, die Drossel und den Ladekondensator abgegeben (i_0 und i_1); im Auszustand wird Energie des Transformators an U_e zurückgeliefert (i_3) und Energie der Drossel an den Ladekondensator abgegeben (i_2).

Den dritten wichtigen Wandlertyp bilden die Gegentaktwandler. Bild 17.21 zeigt die Ausführung als Parallelgegentaktwandler. Die beiden Schalttransistoren, die im Gegentakt arbeiten, dürfen nie gleichzeitig leitend sein, so daß das maximale Tastverhältnis auch bei Regelung sicher unter 0,5 bleiben muß.

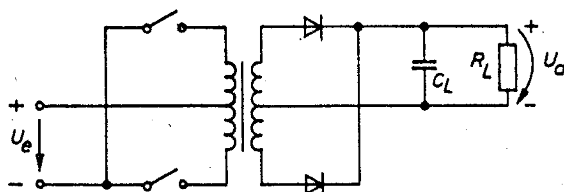


Bild 17.21
Parallelgegentaktwandler

Der Gegentaktwandler arbeitet in jeder Halbperiode als Flußwandler: Im Einzustand bewirkt U_e linearen Anstieg von Strom und Fluß, so daß auch die Leerlaufspannung

$U_a = \frac{w_2}{w_1} U_e$ entsteht und Energieabgabe an den Transformator und die Last erfolgt. Im Ausschaltmoment fließt der Strom auf der Ausgangsseite weiter. U_a bestimmt den zeitlinearen Abfall von

Strom und Fluß, Transformatorenergie wird an die Last abgegeben.

Die Auswahl von Gleichspannungswandlern erfolgt nach Strom- und Leistungsbedarf. Und zwar werden für kleine Ströme und Spannungen Sperrwandler bevorzugt, während für Ströme über etwa 15 A Flußwandler und für Leistungen über etwa 500 W Gegentaktwandler eingesetzt werden. Bei Leistungen über etwa 1 kW werden die Transistoren durch Thyristoren ersetzt.

Die Schaltfrequenz wählt man oberhalb 20 kHz, um über dem Hörbereich zu liegen. Außerdem ist die zu speichernde Energie und damit die Größe der Transformatoren und Drosseln proportional der Periodendauer und somit reziprok zur Schaltfrequenz.

17.7.3.2. Prinzip und Eigenschaften von Schaltnetzteilen

Bild 17.22 zeigt das Blockschaltbild eines Schaltnetzteiles.

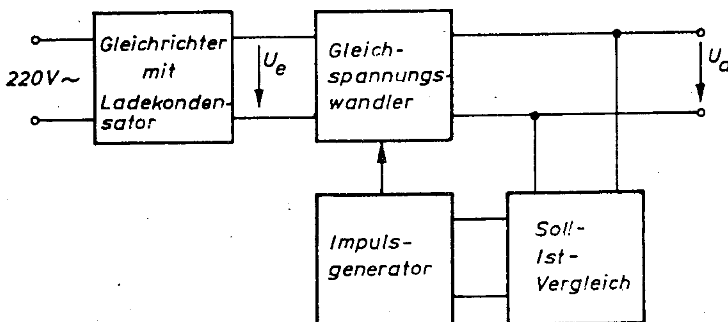


Bild 17.22 Blockschaltbild eines Schaltnetzteiles

Die Netzspannung wird sofort gleichgerichtet und erst durch einen nachfolgenden, durch das Tastverhältnis geregelten Gleichspannungswandler transformiert und stabilisiert. Dieses Prinzip gewinnt z. Z. große Bedeutung für die Stromversorgung elektronischer Geräte, da es die folgenden entscheidenden Vorteile aufweist:

- Ersatz des Netztransformators durch einen im Verhältnis Netzfrequenz zu Schaltfrequenz kleineren Transformator (Material-, Gewichts- und Volumeneinsparung),
- Vermeidung der bei der Regelung mit Längstransistor in diesem unvermeidlich entstehenden Leistungsverluste (praktische Wirkungsgraderhöhung von 30 ... 50 % auf 60 ... 90 %).

Nachteile sind:

- beträchtlicher Aufwand an Elektronik (wird durch den Einsatz von Schaltnetzteil-Ansteuerschaltkreisen abgefangen),
- Schirm- und Siebmaßnahmen zur Entstörung (werden in Kauf genommen).

In der DDR steht der Schaltkreis B 260 (VEB Kombinat Halbleiterwerk Frankfurt/Oder) zur Verfügung. Er enthält außer der internen Spannungsversorgung, einer temperaturkompensierten Referenzspannungsquelle und dem Regelverstärker mit extern einstellbarer Verstärkung noch eine Reihe von Schutz- und Zusatzfunktionen. Er ist für Sperr- und Flußwandler und bei Zusatzbeschaltung auch für Gegentaktwandler verwendbar.

18. Multiplizierer und verwandte Schaltungen mit Differenzverstärkern

18.1. Großsignalanalyse des Differenzverstärkers

Setzt man in der Schaltung nach Bild 18.1a gleiche Transistoren voraus, so gilt unter den Annahmen $U_{BE} \gg U_T$ und $B \gg 1$ sowie bei Vernachlässigung von Bahnwiderständen

$$I_C = I_E = I_{ES} \exp \frac{U_{BE}}{U_T} . \qquad (18.1)$$

Für den Knoten an den Emittern von T_1 und T_2 gilt daher

$$I_{ES} \left(\exp \frac{U_{BE1}}{U_T} + \exp \frac{U_{BE2}}{U_T} \right) = I_0$$

bzw.

$$I_{ES} \exp \frac{U_{BE1}}{U_T} \left(1 + \exp \frac{U_{BE1} - U_{BE2}}{U_T} \right) = I_0, \qquad (18.2)$$

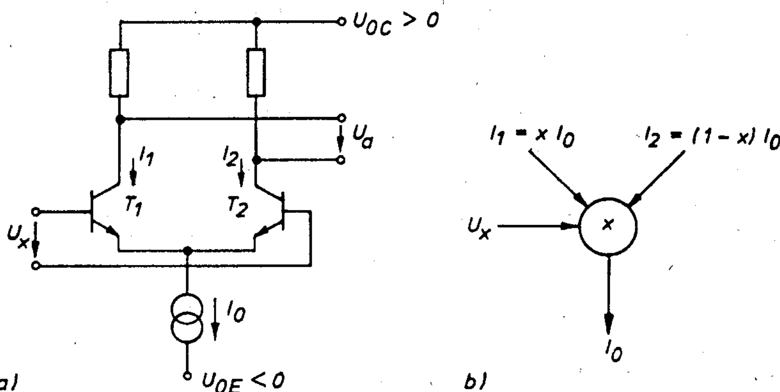


Bild 18.1 a) Differenzverstärker (DV)
b) Symbolische Darstellung des DV

so daß mit der Abkürzung $U_{BE1} - U_{BE2} = U_x$ folgt

$$I_1 = \frac{I_0}{1 + \exp\left(-\frac{U_x}{U_T}\right)} \; . \tag{18.3}$$

Mit der Umrechnung

$$\frac{1}{1 + \exp(-2\,z)} = \frac{\exp z}{\exp z + \exp(-z)}$$

$$= \frac{1}{2} \cdot \frac{\exp z + \exp(-z) + \exp z - \exp(-z)}{\exp z + \exp(-z)}$$

$$= \frac{1}{2}\,(1 + \tanh z)$$

und der Abkürzung

$$x = \frac{1}{2}\left(1 + \tanh \frac{U_x}{2\,U_T}\right) \tag{18.4}$$

folgt schließlich

$$\boxed{I_1 = x\, I_0 \; .} \tag{18.5}$$

Für den Strom I_2 gilt entsprechend (vgl. Bild 18.1)

$$\boxed{I_2 = (1 - x)\, I_0 \; .} \tag{18.6}$$

Für die Ausgangsspannung U_a ergibt sich die Beziehung

$$U_a = (I_1 - I_2)\, R_C = (2\, x - 1)\, I_0\, R_C = I_0\, R_C \tanh \frac{U_x}{2\, U_T} \,. \quad (18.7)$$

Die durch U_x gesteuerte Aufteilung von I_0 in I_1 und I_2 wird durch das Bild 18.1b symbolisiert.

Die Funktionen $\frac{I_\nu}{I_0} = f\left(\frac{U_x}{2\, U_T}\right)$ sind im Bild 18.2 dargestellt.

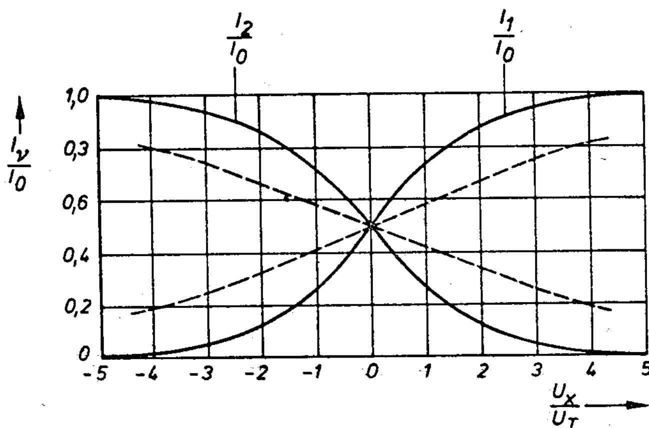


Bild 18.2 Stromaufteilung am Differenzverstärker (zur Bedeutung der gestrichelten Kurven siehe Abschnitt 18.2.5.)

Für hinreichend kleines Argument $|U_x| \ll U_T$ kann die tanh-Funktion durch ihr Argument angenähert werden, und es gilt die näherungsweise lineare Beziehung

$$\boxed{U_a = \frac{I_0\, R_C}{2\, U_T}\, U_x \,.} \quad (18.8)$$

18.2. Anwendungen des Differenzverstärkers

18.2.1. Begrenzer

Da entsprechend Bild 18.2 für $|U_x| > 4\, U_T$ die Ströme I_1, I_2 und damit die Ausgangsspannung U_a praktisch unabhängig von U_x sind, kann der Differenzverstärker als Begrenzer verwendet werden.

Begrenzer werden z. B. für Empfänger frequenz- oder phasenmodulierter Signale benötigt.

Bei der Frequenz- bzw. Phasenmodulation wird die zu übertragende Information durch den Momentanwert der Trägerfrequenz bzw. der Trägerphase dargestellt. Die auf dem Übertragungswege auftretenden Amplitudenschwankungen des Trägers würden bei der Demodulation zu unerwünschten Störungen führen und sind deshalb zu unterdrücken.

Im Bild 18.3 wird gezeigt, wie mit steigender Eingangssinusspannung die Umwandlung in Trapez- bzw. angenäherte Rechteckimpulse erfolgt.

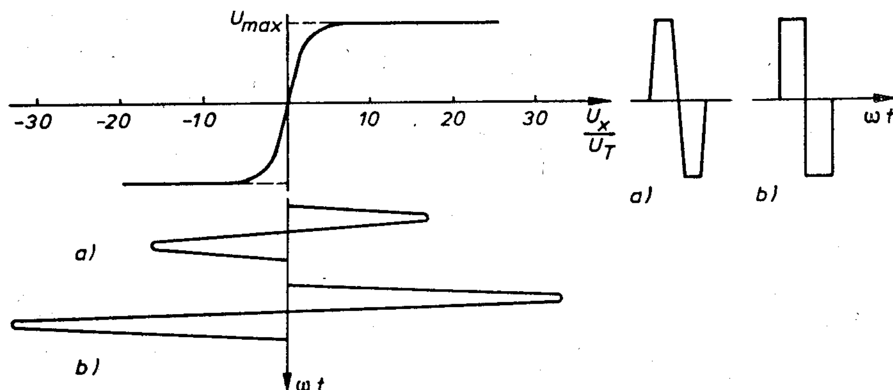


Bild 18.3 Differenzverstärker als Begrenzer

18.2.2. Geregelte Verstärker

Gemäß Gleichung (18.8) kann die Verstärkung des Differenzverstärkers durch den Strom I_0 gesteuert werden. Wird der DV als Stellglied in einem Aplitudenregelkreis eingesetzt, so erhält man einen geregelten Verstärker, z. B. Bild 18.4.

Das nach Durchlaufen des DV weiter verstärkte Signal wird durch die Diode D gleichgerichtet. Die entstehende negative Gleichspannung wird durch den RC-Tiefpaß geglättet. Liegt Amplitudenmodulation vor, so muß die Eckfrequenz des Tiefpasses hinreichend unter der minimalen Modulationsfrequenz liegen.

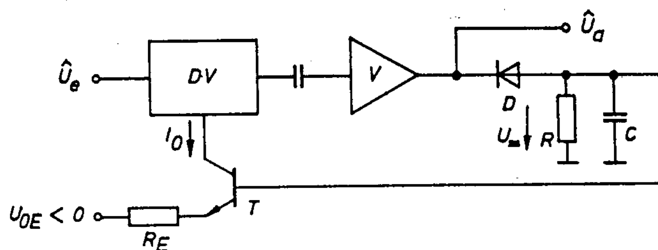


Bild 18.4 Prinzip der Verstärkungsregelung

Mit zunehmender Gleichspannung wird der Strom I_0 der gesteuerten Quelle (T, R_E) vermindert. Die Wirkungskette entspricht der einer Gegenkopplung:

$$\hat{U}_e\uparrow \Longrightarrow U_a\uparrow \Longrightarrow |U_=|\uparrow \Longrightarrow I_0\downarrow \Longrightarrow v_{Diff}\downarrow \Longrightarrow \hat{U}_a\downarrow .$$

Eine derartige automatische Verstärkungsregelung wird im Empfängern benötigt, um die Pegelunterschiede der verschiedenen Sender und die zeitlichen Schwankungen der Empfangsfeldstärke eines Senders auszugleichen.

18.2.3. Multiplizierer

Faßt man I_0 und U_x als zwei Eingangsgrößen auf, so zeigt die Gleichung (18.8), daß diese miteinander multipliziert werden. Abgesehen davon, daß eine der Steuergrößen keine Spannung ist und deshalb gegebenenfalls noch ein Strom-Spannungs-Wandler eingesetzt werden muß, weist der einfache DV als Multiplizierer folgende drei schwerwiegende Nachteile auf:

- Die eine Steuergröße muß positiv sein, $I_0 > 0$.
  Wählt man I_0 und U_x als Koordinaten eines kartesischen Koordinatensystems, so sind nur zwei oder vier Quadranten erlaubt. Das führt zu der Bezeichnung Zweiquadrantenmultiplizierer.
- Für U_x ist nur ein kleiner linearer Bereich vorhanden, $|U_x| \ll U_T$.
  Durch Gegenkopplungswiderstände (vgl. Schaltungen nach Bild 18.5) läßt sich der lineare Bereich allerdings erweitern.
- Über den Faktor $\frac{1}{U_T}$ liegt eine Temperaturabhängigkeit vor.

18.2.4. Multiplikativer Mischer (Gegentaktmischer)

I_0 sei durch die Eingangsspannung mit der Frequenz ω_e gesteuert:

$$I_0 = I_A + G\,\hat{U}_e \cos \omega_e t \,. \tag{18.10}$$

U_x sei die Oszillatorspannung mit der Frequenz ω_0:

$$U_x = \hat{U}_0 \cos \omega_0 t \,. \tag{18.11}$$

Wird zunächst Kleinsignalbetrieb vorausgesetzt, so folgt mit Gleichung (18.8)

$$\begin{aligned} U_a &= \frac{R_C}{2\,U_T} (I_A + G\,\hat{U}_e \cos \omega_e t)\,\hat{U}_0 \cos \omega_0 t \\ &= \frac{R_C}{2\,U_T} \left\{ I_A\,\hat{U}_0 \cos \omega_0 t + \frac{G\,\hat{U}_0\,\hat{U}_e}{2} [\cos(\omega_e + \omega_0)\,t + \right. \\ &\quad \left. + \cos(\omega_e - \omega_0)\,t] \right\} \,. \end{aligned} \tag{18.12}$$

Neben der als Zwischenfrequenz (ZF) gewünschten Differenzfrequenz $\omega_e - \omega_0$ treten im Ausgangssignal nur noch die Summenfrequenz $\omega_e + \omega_0$ und die Oszillatorfrequenz ω_0 auf.

Im Hinblick auf eine höhere Mischsteilheit pflegt man in der Praxis den DV durch eine hohe Oszillatorspannung im Schalterbetrieb zu betreiben.

Bezüglich U_x ergibt sich dann gemäß Bild 18.3 eine Rechteckspannung, für die folgende Fourier-Entwicklung gilt:

$$U_x = \frac{4}{\pi} U_{max} \left(\cos \omega_0 t - \frac{1}{3} \cos 3\,\omega_0 t + \frac{1}{5} \cos 5\,\omega_0 t - \dots + \dots\right). \tag{18.13}$$

Mit diesem Ausdruck anstelle von $\hat{U}_0 \cos \omega_0 t$ ergibt sich aus der Gleichung (18.12) ein Ausgangsspektrum mit folgenden Anteilen:

$$\omega_0;\quad \omega_0 \pm \omega_e;\quad 3\,\omega_0;\quad 3\,\omega_0 \pm \omega_e;\quad 5\,\omega_0;\quad 5\,\omega_0 \pm \omega_e;\ \dots$$

Ein Vorteil dieser multiplikativen Mischung ist, daß dieses Ausgangsspektrum gegenüber dem bei der additiven Mischung entstehenden stark beschränkt ist und deshalb weniger Störempfangsstellen (Pfeifstellen, Mehrfach- und Fremdempfangsstellen) auf-

treten. Ein weiterer Vorteil besteht darin, daß der Empfängereingang, der die Stromquelle steuert, vom Mischer isoliert ist und damit nur eine geringe Störabstrahlung der Oszillatorfrequenz über die Empfangsantenne erfolgt.

18.2.5. Spannungs-Strom-Wandler

Der Differenzverstärker nach Bild 18.1 kann auch als Spannungs-Strom-Wandler aufgefaßt werden, der die Differenzspannung U_x in eine Stromdifferenz $(I_1 - I_2)$ umwandelt.

Liegt wie im Bild 18.1 die Differenzspannung U_x direkt über den Basis-Emitter-Dioden, so entstehen die bisher diskutierten Kennlinien des Bildes 18.2.

Durch die Einschaltung von Emitterwiderständen R_E nach Bild 18.5 tritt eine Gegenkopplung auf, durch die die Kennlinien linearisiert werden. Für diesen Fall erhält man die Gleichungen

$$\frac{I_1}{I_0} = \frac{1}{2}\left[1 + \tanh\left(\frac{U_x}{2\,U_T} - \frac{R_E\,I_0}{2\,U_T}\left(2\,\frac{I_1}{I_0} - 1\right)\right)\right], \quad \frac{I_2}{I_0} = 1 - \frac{I_1}{I_0},$$

deren Lösung für einen Parameter, $\frac{R_E\,I_0}{2\,U_T} = 2$, im Bild 18.2 mit eingezeichnet ist (vgl. gestrichelte Kurve).

Auf Kosten der Steilheit kann demnach der lineare Bereich beträchtlich erweitert werden.

Die Gleichspannungsabfälle über den Emitterwiderständen in der Schaltung nach Bild 18.5a können störend sein. In der Schaltung nach Bild 18.5b treten keine Gleichspannungsabfälle am Wider-

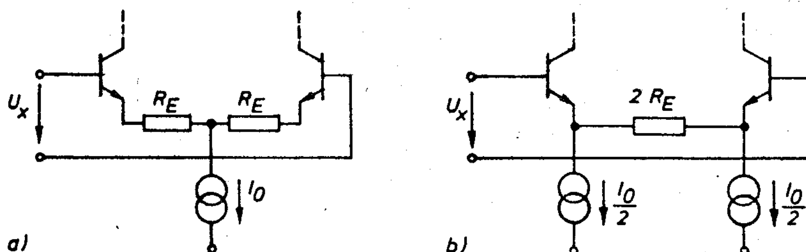


Bild 18.5 Linearisierte Spannungs-Strom-Wandler

stand 2 R_E auf, das Wechselspannungsverhalten beider Schaltungen ist jedoch völlig gleich, da nur die Gleichströme durch R_E geändert wurden.

18.3. Analyse des Doppeldifferenzverstärkers

Zur Beseitigung der beim einfachen DV noch vorhandenen Mängel werden bevorzugt Doppel-DV zusammen mit einem weiteren, als Spannungs-Strom-Wandler arbeitenden DV eingesetzt. Bild 18.6 zeigt die Ausführung mit einem linearisierten Spannungs-Strom-Wandler nach Bild 18.5b.

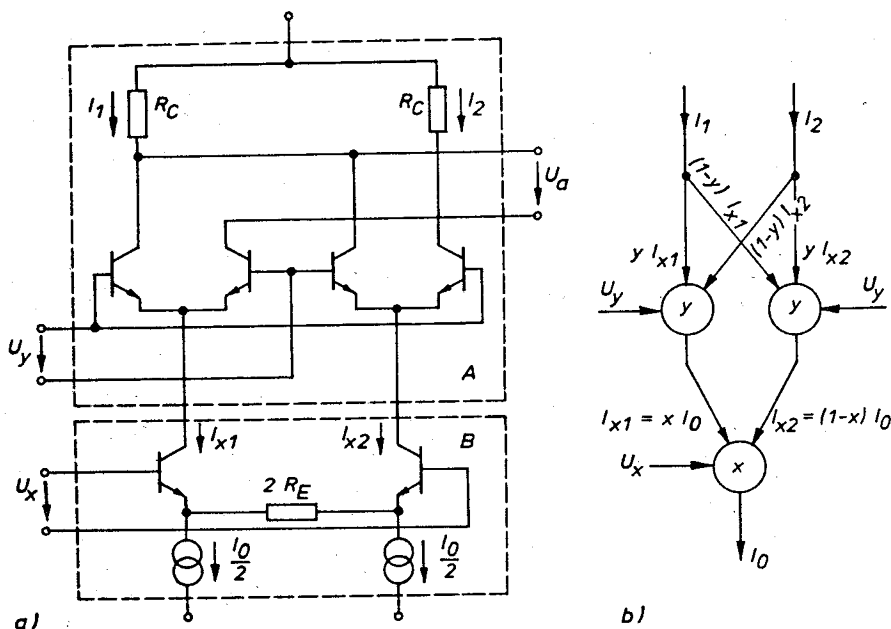


Bild 18.6 a) Doppel-DV (Block A) mit einem linearisierten Spannungs-Strom-Wandler (Block B)
b) Symbolische Darstellung

Mit der symbolischen Darstellung nach Bild 18.6b ergibt sich in einfacher Weise

$$\frac{U_a}{R_C} = (I_1 - I_2) = [y\,x + (1 - y)\,(1 - x) - x\,(1 - y) - y\,(1 - x)]\,I_0$$

bzw.

$$U_a = R_C\,I_0\,[(2\,x - 1)\,(2\,y - 1)]\,. \qquad (18.14)$$

Nimmt man anstelle des Blockes B einen nichtlinearisierten DV nach Bild 18.1a an, so gilt für die Variablen x und y sinngemäß die Gleichung (18.7), und es folgt

$$U_a = R_C\,I_0\,\tanh\frac{U_x}{2\,U_T}\,\tanh\frac{U_y}{2\,U_T}\,. \qquad (18.15)$$

Für $|U_x|$, $|U_y| \leqq U_T$ kann wieder näherungsweise gesetzt werden

$$\boxed{U_a = \frac{R_C\,I_0}{4\,U_T^2}\,U_x\,U_y\,.} \qquad (18.16)$$

18.4. Anwendungen des Doppeldifferenzverstärkers

18.4.1. Vierquadrantenmultiplizierer

Im Gegensatz zum einfachen DV liegen bei der Gleichung (18.16) keine Vorzeichenbeschränkungen für U_x oder U_y vor, so daß mit dem Doppel-DV ein Vierquadrantenmultiplizierer erhalten wurde. Die anderen Mängel, die in dem kleinen Linearitätsbereich, zumindest für U_y, und der Temperaturabhängigkeit bestehen, bleiben voll erhalten.

18.4.2. Doppelgegentaktmischer

Wird in der Schaltung nach Bild 18.6a die Empfängereingangsspannung u_e an den U_x-Eingang gelegt,

$$U_x = u_e = \hat{U}_e\,\cos\,\omega_e\,t\,, \qquad (18.17)$$

und wird durch große Oszillatorspannungen der Schalterbetrieb der oberen DV realisiert,

$$U_y = U_{max}\,\frac{\pi}{4}\,[\cos\,\omega_0\,t - \frac{1}{3}\cos\,3\,\omega_0\,t + \frac{1}{5}\cos\,5\,\omega_0\,t + \ldots]\,, \qquad (18.18)$$

so entsteht das Ausgangssignal durch Multiplikation der Gleichung (18.17) mit Gleichung (18.18), wobei man ein Spektrum mit den Anteilen

$$\omega_0 \pm \omega_e; \quad 3\,\omega_0 \pm \omega_e; \quad 5\,\omega_0 \pm \omega_e; \quad \ldots$$

erhält.

Außer dem Träger ω_e und seinen Harmonischen, die beim einfachen Gegentaktmischer nicht auftreten, werden beim Doppelgegentaktmischer auch die Oszillatorfrequenz und ihre Oberwellen unterdrückt. Dadurch wird die Zahl der Störempfangsstellen weiter vermindert.

Derartige Schaltungen werden gegenwärtig in Mischer-, Modulator- und Demodulatorschaltungen hoher Qualität eingesetzt. Für UKW-Mischer ist z. B. der Schaltkreis SO 42 P entwickelt worden.

Zwei weitere Anwendungsbeispiele seien noch kurz erläutert.

18.4.2.1. Videodemodulator

Die Amplitude $U_{ZF}(t)$ des zwischenfrequenten Fernsehsignals der Frequenz f_Z = 38,9 MHz enthält neben den Bildhelligkeits- und den Synchronsignalen auch noch den Ton- und den Farbträger. Damit Mischprodukte dieser beiden Träger vermieden werden, ist ein AM-Demodulator hoher Qualität erforderlich. Das Bild 18.7 zeigt das Prinzip der Realisierung im Schaltkreis A 240 D (VEB Kombinat Halbleiterwerk Frankfurt/Oder).

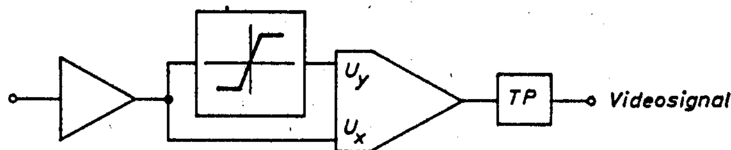


Bild 18.7 Prinzip des Videodemodulators im Schaltkreis A 240 D

Dem x-Eingang des Doppelgegentaktmischers wird die verstärkte ZF-Spannung direkt, dem y-Eingang die auf U_{max} begrenzte ZF-Spannung als Schaltspannung zugeführt. Alle durch die Multiplikation

$$\hat{U}_Z \cos \omega_Z t \, U_{max} \left(\cos \omega_Z t - \frac{1}{3} \cos 3 \omega_Z t + \ldots - \ldots\right)$$

entstehenden Frequenzen 2 ω_Z, 4 ω_Z usw. werden durch einen Tiefpaß unterdrückt, so daß nur das im wesentlichen aus

$$U_{max} \hat{U}_Z \cos^2 \omega_Z t = \frac{U_{max} \hat{U}_Z}{2} + \frac{U_{max} \hat{U}_Z}{2} \cos 2 \omega_Z t$$

entstehende "Gleichglied" $\frac{U_{max} U_Z}{2}$ übrigbleibt.
Dieses Glied enthält jedoch die o. g. Videosignale als Amplitudenschwankungen mit Frequenzen von 6 MHz und darunter.

18.4.2.2. FM-Demodulator

Bild 18.8 zeigt das Prinzip des im Schaltkreis A 220 (VEB Kombinat Halbleiterwerk Frankfurt/Oder) realisierten ZF-Verstärkers mit nachfolgendem Demodulator für frequenzmodulierte Signale. Bei der Frequenzmodulation ist die NF-Information in der momentanen Frequenzabweichung $\Delta\omega$ von einer Trägerfrequenz ω_T enthalten.

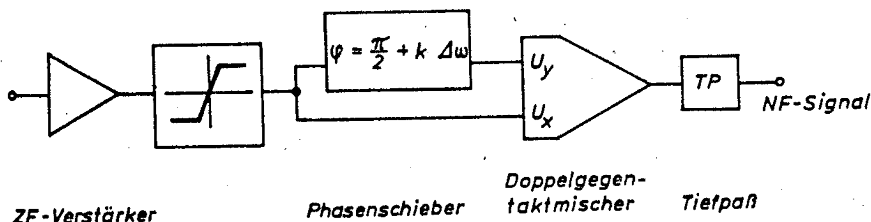


Bild 18.8 Prinzip des FM-Demodulators mit dem Schaltkreis A 220

In einem ZF-Verstärker, der aus acht in Kette geschalteten Differenzverstärkerstufen besteht, wird das ZF-Signal verstärkt und gleichzeitig begrenzt. In einem extern angeschlossenen Schwingkreis erfolgt eine Grundphasendrehung von $\frac{\pi}{2}$ sowie eine

zusätzliche, zu $\Delta\omega$ weitestgehend proportionale Phasendrehung $k\Delta\omega$. Wegen des vorgeschalteten Begrenzers sind für die Spannungen U_x und U_y die Reihenansätze nach Gleichung (18.13) zu wählen. Aus der Multiplikation

$$U_{max} \frac{\pi}{4} [\cos \omega_Z t - \frac{1}{3} \cos 3 \omega_Z t + \dots - \dots] \times$$

$$\times U_{max} \frac{\pi}{4} [\cos (\omega_Z t + \frac{\pi}{2} + k\Delta\omega) - \frac{1}{3} \cos 3 (\omega_Z t + \frac{\pi}{2} + k\Delta\omega) + \dots]$$

ergibt sich, wie hier nicht näher ausgeführt werden kann, ein Ausgangssignal, dessen hochfrequente Anteile durch einen Tiefpaß unterdrückt werden und dessen zeitlicher Mittelwert direkt proportional zu $k\Delta\omega$ ist.

18.5. Stromgesteuerter Differenzverstärker

Durch die Zuschaltung der als Dioden geschalteten Transistoren T_1 und T_2 und den Übergang zur Stromsteuerung durch die Ströme I_{y1} und I_{y2} entsteht der sog. stromgesteuerte Differenzverstärker (Bild 18.9a).

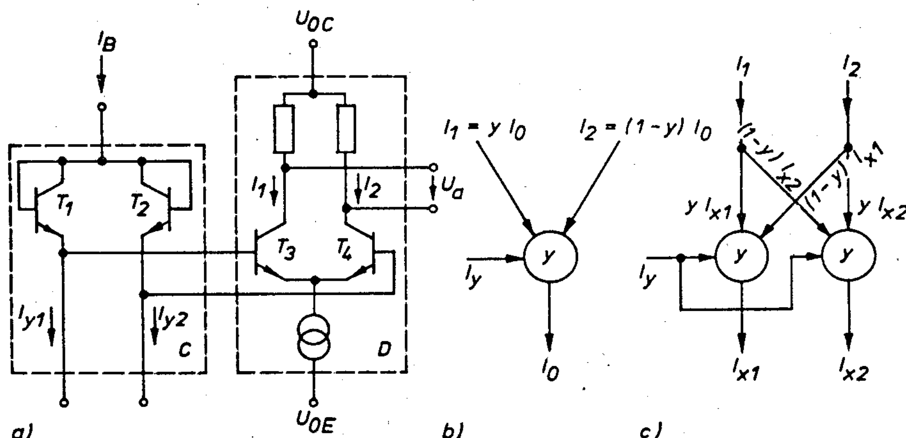


Bild 18.9 a) Stromgesteuerter Differenzverstärker
b) Symbolische Darstellung zu a
c) Symbolische Darstellung bei Verwendung eines Doppel-DV (vgl. Block A im Bild 18.6a)

Die Gleichung (18.1) bzw. die Gleichung (18.19),

$$U_{BE} = U_T \ln \frac{I_C}{I_{ES}} , \qquad (18.19)$$

gilt unter den folgenden Voraussetzungen:

- gleiche Transistoren T_1, T_2 mit $B \gg 1$,
- $U_{BE} \gg U_T$,
- vernachlässigte Bahnwiderstände.

Die Maschengleichung über die vier Basis-Emitter-Strecken der Transistoren T_1, T_2, T_3 und T_4 im Bild 18.9a,

$$U_T \left(\ln \frac{I_{y1}}{I_{ES}} + \ln \frac{I_1}{I_{ES}}\right) = U_T \left(\ln \frac{I_{y2}}{I_{ES}} + \ln \frac{I_2}{I_{ES}}\right) ,$$

liefert

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{I_{y2}}{I_{y1}} . \qquad (18.20)$$

Durch die Einführung von

$$I_{y1} + I_{y2} = I_B \quad \text{und} \quad \frac{I_1}{I_2} = \frac{y}{1 - y}$$

ergibt sich die symbolische Darstellung nach Bild 18.9b, wobei

$$y = \frac{I_{y2}}{I_B} \qquad (18.21)$$

gesetzt wurde.

Analog zur Gleichung (18.7) gilt dann

$$U_a = R_C (I_1 - I_2) = -R_C I_C \frac{I_{y1} - I_{y2}}{I_B} = R_C I_0 (2 y - 1) . \qquad (18.22)$$

Wird der einfache DV (Block D) durch einen Doppel-DV (Block A) nach Bild 18.6a ersetzt, so gilt die symbolische Darstellung nach Bild 18.9c.

Für U_a folgt dann

$$U_a = R_C\,(I_1 - I_2) = R_C\,(2\,y - 1)\,(I_{x1} - I_{x2})$$

$$= -\frac{R_C}{I_B}\,(I_{x1} - I_{x2})\,(I_{y1} - I_{y2})\,. \qquad (18.23)$$

Nach Gleichung (18.23) liegt ein Vierquadrantenmultiplizierer vor, der keine Linearitätsabweichungen und keine Temperaturabhängigkeit mehr besitzt. Er ist allerdings durch die Differenzen $(I_{x1} - I_{x2})$ und $(I_{y1} - I_{y2})$ stromgesteuert.

18.6. Spannungsgesteuerter Vierquadrantenmultiplizierer

Wird der stromgesteuerte Vierquadrantenmultiplizierer nach Abschnitt 18.5. mit zwei Spannungs-Strom-Wandlern nach Abschnitt 18.2.5. versehen, so entsteht ein temperaturunabhängiger, spannungsgesteuerter Multiplizierer mit einem großen Linearitätsbereich. Sein Blockschaltbild ist im Bild 18.10 gezeigt.

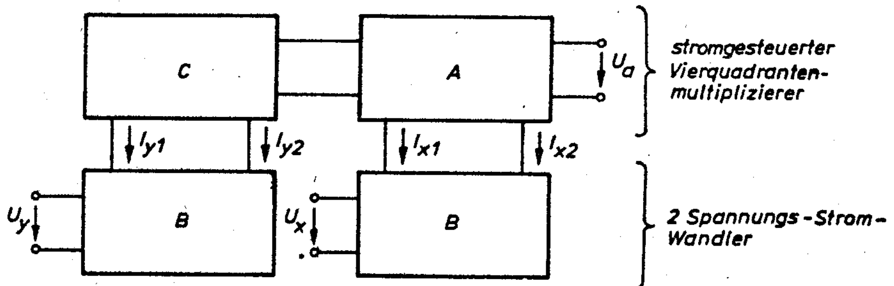


Bild 18.10 Spannungsgesteuerter Vierquadrantenmultiplizierer
Block A: Doppel-DV nach Bild 18.6a
Block B: Spannungs-Strom-Wandler nach Bild 18.6a
Block C: Teil des stromgesteuerten DV nach Bild 18.9

Derartige Multiplizierer, gegebenenfalls mit einem nachgeschalteten Operationsverstärker zur Erzielung eines gegen Masse abnehmbaren Ausgangssignals, werden bereits als integrierte Schaltkreise hergestellt.